

Examineurs

ORSAY
Série A,
n° d'ordre
124

T H E S E

PRESENTÉE

**A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY**

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

PAR

Peter SCHNABEL

**MESURE DU PARAMETRE DE DEPOLARISATION D DANS LA DIFFUSION
ELASTIQUE DE PROTONS PAR ^9Be , ^{10}B , ^{27}Al**

Soutenue le 12 janvier 1971 devant la Commission d'Examen

Mme N. MARTY

Président

**Mme P. BENOIST-GUEUTAL
M. R. BEURTEY**

Examineurs



Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Monsieur J. Thirion pour l'accueil qu'il m'a réservé au Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie de Saclay et pour les possibilités de travail qui m'y ont été offertes.

Madame N. Marty, professeur à la Faculté d'Orsay, a accepté de patronner cette thèse et de présider la Commission d'Examen. Je l'en remercie sincèrement, ainsi que pour l'intérêt avec lequel elle a suivi le développement de ce travail.

Madame P. Benoist-Gueutal, professeur, a bien voulu faire partie du jury. Je l'en remercie très vivement.

C'est en collaboration avec MM. R. Beurtey et P. Catillon que ce travail a été réalisé. Je voudrais les remercier ici pour la foule d'idées créatrices qu'ils ont apportées, pour leur esprit critique et leur compétence dont j'ai bénéficié tout au long de cette étude, ainsi que pour l'ambiance de sympathie et d'amitié qu'ils ont su créer spontanément.

La partie électronique du dispositif expérimental a été entièrement réalisée par MM. J. Pain et J.C. Lugol. Mme B. Bricaud a mis au point les programmes pour le calculateur PDP8. A Mme A. Garin et ses collaborateurs, nous devons la fabrication et le bon fonctionnement des détecteurs à grande surface. Le bureau d'études et l'atelier de mécanique sous la direction de MM. C. Ré et A. D'Agostino ont fourni un travail exemplaire aussi bien pour le montage du poste expérimental que pour les modifications rapides au cours des expériences. Le bon fonctionnement de l'accélérateur a été assuré avec compétence par l'équipe de conduite. A eux tous, je voudrais exprimer ici ma profonde reconnaissance.

Une partie des expériences a été faite à l'aide du poste expérimental "Brest". MM. G. Bruge et A. Chaumeaux ont mis à notre disposition leur matériel et ont participé aux mesures : qu'ils soient remerciés ici de leur aide amicale.

C'est à Mme P. Gugenberger et ses collaboratrices, notamment Mmes A. Caufouriez, D. Patron et E. Zaoui que je dois la bonne présentation de ce rapport. Je les remercie très sincèrement pour leur aide et leur travail rapide et soigné.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

TABLE DES MATIERES

<u>Chapitre I</u> - INTRODUCTION	1
I.1. FORMALISME	2
I.2. TRAVAUX ANTERIEURS	6
<u>Chapitre II</u> - EXPERIENCES PRELIMINAIRES	10
II.1. CONSIDERATIONS THEORIQUES CONCERNANT LA DEPENDANCE EN ENERGIE DES AMPLITUDES DE DIFFUSION	10
II.2. PARTIE EXPERIMENTALE	16
II.2.1. Principe et but des expériences	16
II.2.2. Les cibles utilisées	17
II.2.3. Description du poste expérimental	18
II.2.4. Résultats de mesures	20
II.3. INTERPRETATION DES RESULTATS	22
<u>Chapitre III</u> - MESURE DE D	26
III.1. PRINCIPE DE LA MESURE	26
III.2. DESCRIPTION DETAILLEE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	28
III.2.1. La source et le faisceau de protons polarisés	28
III.2.2. Polarimètre "amont"	30
III.2.3. La chambre de diffusion et les aimants d'orientation	30
III.2.4. Les cibles utilisées	32
III.2.5. Le système de refocalisation	33

III.2.6. Le polarimètre	39
III.2.7. Electronique	40
III.3. CALCUL DES CORRECTIONS	42
III.4. DEROULEMENT DES EXPERIENCES	47
III.5. RESULTATS DES MESURES ET DEPOUILLEMENT	50
<i>Etude du polarimètre à $\theta = 0^\circ$</i>	50
<i>Mesure de $N(\alpha, x)$ et $A(\alpha, x)$ et importance de la dépendance en x</i>	54
<i>Résultats de $N(\alpha)$, $A(\alpha)$ et calcul final des termes correctifs</i>	58
<i>Résultats de la mesure de D</i>	62
<u>Chapitre IV - CONCLUSION</u>	64
BIBLIOGRAPHIE	66

Chapitre I

INTRODUCTION

Le présent travail a pour but de mettre en évidence, dans l'interaction proton-noyau, une éventuelle dépendance du spin du noyau. Une telle interaction "spin-spin" est généralement négligée dans les modèles optiques couramment utilisés pour l'interprétation des expériences de diffusion aux énergies considérées ici. Un terme de la forme :

$$V_{ss} f(r) \vec{I} \vec{\sigma}$$

où $\vec{I}$ serait le spin de la cible et $\vec{\sigma}$ l'opérateur de Pauli, relié au spin $\vec{s}$ du nucléon par $\vec{\sigma} = 2/\hbar \vec{s}$, suggéré pour la première fois par Feshbach (FES 58,60) n'a pas connu d'application pendant longtemps, vu la complexité des calculs qu'il impliquait et le manque d'expériences suffisamment précises pour les justifier (HOD 63). Ce n'est que depuis quelques années, grâce aux progrès techniques accomplis dans le domaine des faisceaux et cibles polarisés, que des mesures suffisamment précises peuvent être envisagées pour déterminer quantitativement l'importance de l'interaction spin-spin.

La mesure du paramètre de dépolarisation D constitue une mesure directe du renversement de spin du nucléon diffusé, par rapport à la normale au plan de diffusion et peut servir, comme nous le montrerons ci-dessous, à évaluer la force spin-spin dans le cadre du modèle optique.

Nous rappellerons ensuite, dans la deuxième partie de ce chapitre, les expériences et travaux théoriques consacrés à ce jour aux forces spin-spin et nos connaissances actuelles à ce sujet, avant de décrire de façon détaillée nos propres expériences.

Le chapitre II traitera plus particulièrement des mesures préliminaires destinées à trouver des meilleures conditions pour les mesures de D, décrites au chapitre III.

Dans le chapitre IV, nous tirerons les conclusions des résultats obtenus.

I.1. FORMALISME

Le paramètre de dépolarisation D a été défini par Wolfenstein (WOL 56) de la façon suivante :

Dans une diffusion d'un faisceau de nucléons de polarisation initiale $\vec{P}_i$, dirigée selon la normale au plan de diffusion $\vec{n}$, la polarisation finale en direction $\vec{n}$ est donnée par la relation :

$$\vec{P}_f \cdot \vec{n} = \frac{P + DP_i}{1 + AP_i} \quad (1.1)$$

P et A sont la polarisation et l'asymétrie qu'aurait le faisceau diffusé si P_i était nulle. Notons que $P=A$ dans l'hypothèse de l'invariance par rapport au renversement du temps dans la réaction (DAL 52, WOL 52), que nous supposerons vérifiée par la suite, et que les composantes de $\vec{P}_f$ dans le plan de diffusion sont nulles en conséquence de l'invariance par rapport aux rotations et réflexions.

On peut exprimer D explicitement en fonction des sections efficaces avec et sans renversement de spin (σ_{RS} et σ_{NRS}), en introduisant les notations σ^{++} , σ^{--} , σ^{+-} et σ^{-+} (cette dernière, par exemple, désignant la section efficace différentielle pour un nucléon incident spin "bas" et spin final "haut", toujours par rapport à la normale au plan de diffusion).

En désignant par N^+ et N^- le nombre de nucléons initialement avec spin haut respectivement bas, on a :

$$P_i = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$$

$$P_f = \frac{N^+ \sigma^{++} + N^- \sigma^{-+} - N^+ \sigma^{+-} - N^- \sigma^{--}}{N^+ \sigma^{++} + N^- \sigma^{-+} + N^+ \sigma^{+-} + N^- \sigma^{--}}$$

$$A = \frac{\sigma^{++} + \sigma^{+-} - \sigma^{-+} - \sigma^{--}}{\sigma^{++} + \sigma^{+-} + \sigma^{-+} + \sigma^{--}}$$

$$P = \frac{\sigma^{++} + \sigma^{--} - \sigma^{+-} - \sigma^{-+}}{\sigma^{++} + \sigma^{--} + \sigma^{+-} + \sigma^{-+}} .$$

En portant ces expressions dans l'équation 1.1, on trouve la relation :

$$D = \frac{\sigma^{++} + \sigma^{--} - \sigma^{+-} - \sigma^{-+}}{\sigma^{++} + \sigma^{--} + \sigma^{+-} + \sigma^{-+}} = 1 - 2 \frac{\sigma^{+-} + \sigma^{-+}}{\sigma} \quad (1.2)$$

(avec l'abréviation $\sigma = \sigma^{++} + \sigma^{--} + \sigma^{+-} + \sigma^{-+}$).

On voit que l'écart de D par rapport à l'unité donne directement le rapport :

$$\frac{\sigma_{RS}}{\sigma_{NRS} + \sigma_{RS}} ;$$

D est par conséquent égal à l'unité en l'absence de "spin-flip" et $D = -1$ si la diffusion se fait uniquement avec renversement de spin.

En écrivant la relation (1.2) sous la forme :

$$D = -1 + 2 \frac{\sigma^{++} + \sigma^{--}}{\sigma}$$

et tenant compte du fait que $\sigma^{+-} = \sigma^{-+}$ (en conséquence de l'invariance par rapport au renversement du sens du temps (FAI 59)), c'est-à-dire que :

$$P = \frac{\sigma^{++} - \sigma^{--}}{\sigma} ,$$

on déduit les limites de D comme :

$$-1 + 2 |P| \leq D \leq 1 . \quad (1.3)$$

On voit que D ne peut pas être nettement inférieur à l'unité dans des conditions où la polarisation est très élevée en valeur absolue.

Regardons à présent le cas de la diffusion de nucléons par des noyaux de spin zéro. Nous pouvons écrire la fonction d'onde de l'état initial comme une superposition de fonctions propres de l'opérateur parité avec une certaine probabilité pour chacune. Puisque l'interaction est invariante par réflexion, l'état final est une superposition de fonctions ayant mêmes parités que les fonctions initiales et les mêmes probabilités. Compte tenu de la conservation de la composante J_n du moment angulaire total, un renversement du spin du nucléon, $|\Delta s| = 1$, implique $|\Delta l| = 1$, un changement d'une unité du moment angulaire orbital. Or ceci nous ferait passer dans un état de parité opposée. On voit donc que le renversement

du spin par rapport à la direction de $\vec{n}$ ne peut pas avoir lieu pour une cible de spin $I=0$, et par conséquent $D \equiv 1$.

Lorsque $I \neq 0$ par contre, tout changement de la direction de $\vec{I}$, tel que $|\Delta I_n| = 1, 3, 5, \dots$ permet un renversement du spin du nucléon sans violer la parité, et donc une valeur pour D différente de 1.

Un tel processus peut être décrit simplement, dans le cadre du modèle optique, par un terme en $\vec{\sigma} \cdot \vec{I}$ ou $\vec{l} \cdot \vec{I}$. Nous allons montrer ci-dessous comment on peut relier le paramètre D aux amplitudes respectivement à la matrice de diffusion calculées à l'aide d'un modèle optique. Pour cela, nous allons nous servir du formalisme de la matrice densité, abondamment décrit par de nombreux auteurs (FAN 57, MES 64) et dont nous ne rappellerons ici que les résultats qui nous intéressent directement.

D'après Wolfenstein (WOL 56) la valeur moyenne $\langle \vec{S}^\mu \rangle_f$ d'une observable à laquelle correspond l'opérateur S^μ peut s'écrire :

$$\langle \vec{S}^\mu \rangle_f = \frac{\text{Tr}(\rho_f S^\mu)}{\text{Tr} \rho_f} \quad (1.4)$$

où ρ_f , la matrice densité du système dans l'état final, est relié à celle de l'état initial par :

$$\rho_f = M \rho_i M^\dagger,$$

M étant la matrice de diffusion et $M^\dagger$ l'hermitique conjuguée. Dans le cas de la diffusion d'un faisceau de protons par une cible de spin I, ρ, M et S^μ sont des matrices à $2(2I+1)$ lignes et colonnes. En particulier, pour un faisceau avec une polarisation incidente $\vec{P}_i$ et une cible non polarisée,

$$\rho_i = \frac{1}{2(2I+1)} (\mathbb{1} + \vec{P}_i \cdot \vec{\sigma}) \otimes \mathbb{I} \quad (1.5)$$

avec $\mathbb{1}$ et $\mathbb{I}$ des matrices unités à 2 respectivement $2I+1$ lignes et colonnes, $\vec{\sigma}$ étant un vecteur formé par les trois matrices de Pauli. La relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{Tr} \rho_f}{\text{Tr} \rho_i} = \text{Tr} \rho_f$$

donne alors immédiatement :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2(2I+1)} \left[\text{Tr}\{M M^\dagger\} + \vec{P}_i \cdot \text{Tr}\{M \vec{\sigma} M^\dagger\} \right] \quad (1.6)$$

et la polarisation finale des protons est obtenue à partir de (1.4) pour $S^\mu = \vec{\sigma}$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \vec{P}_f = \frac{1}{2(2I+1)} \left[\text{Tr} \{ M M^+ \vec{\sigma} \} + \vec{P}_i \cdot \text{Tr} \{ M \vec{\sigma} M^+ \vec{\sigma} \} \right] \quad (1.7)$$

(les opérateurs $\vec{\sigma}$ dans les deux dernières relations s'écrivent comme le produit tensoriel des opérateurs de Pauli usuels et de la matrice unité d'ordre $2I+1$).

Pour un faisceau incident non polarisé, (1.6) donne directement la section efficace :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 = \frac{1}{2(2I+1)} \text{Tr} \{ M M^+ \} \quad (1.8)$$

et (1.7) la polarisation $\vec{P}$, dirigée selon $\vec{n}$ puisque seule la projection de $\vec{\sigma}$ sur $\vec{n}$ est un scalaire vrai, exigé par la conservation de la parité :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 P = \frac{1}{2(2I+1)} \left[\text{Tr} \{ M M^+ \sigma_n \} \right].$$

D'autre part, l'asymétrie A d'un faisceau initialement polarisé à 100% successivement selon $\vec{n}$ et en direction opposée est obtenue à partir de (1.6) :

$$A = \frac{\text{Tr} \{ M \sigma_n M^+ \}}{\text{Tr} \{ M M^+ \}}. \quad (1.9)$$

Pour une polarisation initiale dirigée selon $\vec{n}$, on a :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left[1 + P_i A \right], \quad (1.10)$$

relation obtenue en éliminant les traces des équations (1.6), (1.8) et (1.9). A l'aide de ces expressions, nous pouvons écrire la polarisation finale selon $\vec{n}$ d'un faisceau initialement polarisé dans la même direction :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} P_f = \frac{\left[\text{Tr} \{ M M^+ \sigma_n \} + P_i \text{Tr} \{ M \sigma_n M^+ \sigma_n \} \right]}{2(2I+1)}$$

sous la forme suivante :

$$P_f = \frac{P + P_i \text{Tr} \{ M \sigma_n M^+ \sigma_n \} \left[\frac{1}{2(2I+1) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0} \right]}{1 + P_i A}.$$

En comparant cette expression à la définition de D (équ. 1.1), on voit que D peut être exprimé par :

$$D = \frac{\text{Tr} \{ M \sigma_n M^+ \sigma_n \}}{\text{Tr} \{ M M^+ \}}. \quad (1.11)$$

Reprenons le cas de la diffusion par des noyaux de spin nul. La matrice de diffusion, décomposée sur les trois matrices de Pauli et la matrice unité s'écrit dans

ce cas :

$$M = f + g\sigma_n. \quad (1.12)$$

Compte tenu de l'hermiticité et de l'unitarité des matrices de Pauli, on voit que :

$$\text{Tr} \{M \sigma_n M^\dagger \sigma_n\} = \text{Tr} \{M M^\dagger\} = |f|^2 + |g|^2 \quad (1.13)$$

et donc que $D = 1$.

Dans le cas d'une diffusion sur cible de spin I , d'autres termes s'ajoutent à l'expression (1.12) pour la matrice de diffusion. Le problème essentiel est donc la paramétrisation de M et la détermination de ces paramètres. Nous allons mentionner au paragraphe suivant les méthodes mises au point par différents auteurs pour accéder à M , compte tenu d'une interaction spin-spin. Connaissant M pour un potentiel déterminé, le problème est théoriquement résolu, puisqu'on peut, à l'aide de (1.11), calculer la dépolarisation correspondante et, inversement, tirer des conclusions quant aux paramètres du potentiel à partir de valeurs expérimentales de D .

I.2. TRAVAUX ANTERIEURS

Les premières expériences pour mettre en évidence une influence du spin de la cible dans la diffusion de nucléons ont été faites par Rosen (ROS 60 et 62) : la ressemblance des polarisations de protons de 10 MeV diffusés élastiquement par des noyaux de masse voisine mais de spin différent (Al-Mg, Co-Ni, ^{13}C - ^{12}C) le conduisait à la conclusion que toute dépendance du spin I doit être petite. Or, Robson a montré que, si l'interaction spin-orbite est traitée comme perturbation, l'effet d'un potentiel en $\vec{I} \cdot \vec{\sigma}$ sur la polarisation est nul au premier ordre (voir TAY 65, réf. 8). De même, il ressort des calculs de Stamp (STA 67), qui traite la diffusion de neutrons par un potentiel optique avec un terme spin-spin, que ce dernier joue sur la polarisation uniquement par l'intermédiaire du terme spin-orbite. Son influence sur la polarisation est donc petite et les mesures de polarisation constituent un test peu sensible. D'autres méthodes, plus adaptées, ont par conséquent été employées par la suite : ce sont la mesure du paramètre de dépolarisation D , dont nous parlerons plus bas et des expériences de transmission de neutrons polarisés par des cibles polarisées. Dans cette dernière méthode on mesure les sections efficaces totales $\sigma^{\uparrow\uparrow}$ et $\sigma^{\uparrow\downarrow}$ pour neutrons et cibles orientés respectivement parallèlement et antiparallèlement. Les formalismes de modèle optique avec un terme de la forme $V_{ss} f(r) \vec{\sigma} \cdot \vec{I}$, mis au point par Barrett et Tamura (BAR 64, TAM 65) (calcul en équations couplées) ou par Davies et Satchler (DAV 64) (calcul en D.W.B.A.) permettent de calculer l'effet "spin-spin" :

$$\sigma_{ss} = \frac{\sigma^{\uparrow\uparrow} - \sigma^{\uparrow\downarrow}}{2P_I P_n}$$

et par conséquent d'interpréter les mesures en fonction de V_{ss} . P_n et P_I sont les polarisations vectorielles des nucléons et de la cible. Dans le tableau I sont résumées les caractéristiques des expériences effectuées à ce jour et leurs résultats. Toutes les mesures citées ont été interprétées selon l'une ou l'autre de ces méthodes. Les différentes normalisations utilisées par les auteurs pour la forcespin-spin ont toutes été ramenées à celle définie par la forme du potentiel ci-dessus. Le facteur de forme $f(r)$ a généralement été choisi dans les calculs égal à celui de la partie réelle du potentiel central.

Tableau I

Cible	E_n (MeV)	$\sigma_{ss} = \frac{\sigma^{\uparrow\uparrow} - \sigma^{\uparrow\downarrow}}{2P_n P_I}$	V_{ss}	Laboratoires et références
^{165}Ho	0,350	$+ 182 \pm 515$ mb	$-130 < V_{ss} < 280$ keV	Oak Ridge (WAG 64, 65)
"	7,85	$+ 8 \pm 35$ mb	$-97 < V_{ss} < 115$ keV	Stanford (FIS 66,67)
"	0,920	$- 520 \pm 520$ mb	≈ 2 MeV	Tokyo (KOB 67)
"	0,41	$+ 2,8 \pm 21$ mb	$ V_{ss} < 85$ keV	Stanford (FIS 69)
"	0,98	$+ 24 \pm 35$ mb		
^{59}Co	7,90	$+ 110 \pm 240$ mb	$1,0 \pm 2,2$ MeV	Tokyo (KOB 68)
"	1,10	$- 210 \pm 180$ mb	$ V_{ss} < 1,0$ MeV	Tokyo (NAG 70)
"	1,40	$- 180 \pm 230$ mb		
"	$0,2 < E_n < 8,0$		soit $+0,17$ MeV, soit $-0,4$ MeV	Stanford (HEA 70)

On voit que les résultats sont encore peu précis et ne permettent généralement que la détermination d'une limite supérieure de V_{ss} . En plus, certaines contradictions subsistent, notamment en ce qui concerne la mesure pour ^{165}Ho à 920 keV, dont le résultat semble peu compatible avec les autres mesures et avec les prédictions d'un simple modèle microscopique (FIS 67). La seule conclusion générale qu'on peut en tirer est que le potentiel spin-spin semble être un ordre de grandeur plus petit que le potentiel spin-orbite, pour des neutrons < 10 MeV.

Quant aux mesures du paramètre D qui constituent l'autre expérience-type en vue de la détermination de V_{ss} , les résultats obtenus pour des nucléons à énergies ≤ 50 MeV sont résumés dans le tableau II ci-dessous.

Tableau II

Particules incidentes	Energie	Cible	D	Références
n	2,6 MeV	^{139}La	$0,95 \pm 0,14$	(SCH 65)
p		^9Be	$ D-1 \leq 0,10$	(ROS 65)
n	1,36 MeV	^{27}Al	nombreuses me- sures à diffé- rents angles,	(KAT 69)
		^{59}Co	dont une partie est incompati- ble avec 1.	
		$^{63,65}\text{Cu}$		
		^{209}Bi		
p	50 MeV	^{10}B	$0,96 \pm 0,17$	
		^{27}Al	$1,02 \pm 0,07$	
		^{59}Co	$0,96 \pm 0,05$	(BAT 70)
		$^{113,115}\text{In}$	$0,98 \pm 0,14$	
		(nat)		
		^{209}Bi	$0,93 \pm 0,15$	

On voit que la plupart des mesures de D sont compatibles avec la valeur 1. Seule la dépolarisation des neutrons de 1,36 MeV est nette et D approche zéro. Aucune des mesures de D n'a jusqu'à présent servi à déterminer une limite supérieure de V_{ss} . Il n'existait en effet pas de programme de calcul de D en fonction de V_{ss} pour des *protons*. Le potentiel qu'utilise Stamp (STA 67) dans son calcul d'équations couplées ne contient pas de terme coulombien et ne s'applique donc qu'aux neutrons. Or la mesure pour des neutrons de 1,36 MeV est délicate à interpréter à cause de la forte probabilité de formation de noyau composé à cette énergie.

Notons que pour cette dernière expérience les valeurs de $D < 1$ ont surtout été trouvées aux angles arrière ainsi qu'aux angles correspondant à des minimums de la section efficace. De même les angles de diffusion pour l'expérience avec des protons de 50 MeV ont été choisis voisins de ceux des minimums de $d\sigma/d\Omega$. Les calculs de Stamp montrent en effet que c'est auprès de ces angles que D est le plus sensible à un effet spin-spin.

Les mesures de D ont apporté jusqu'à présent peu d'informations nouvelles sur V_{ss} . Pourtant, ces expériences ont l'avantage de nécessiter un appareillage beaucoup moins délicat que celles qui emploient des cibles polarisées. En plus, les mesures peuvent être faites sur un nombre plus grand de cibles.

Quant à l'interprétation théorique des résultats, il n'y a pas de difficulté fondamentale à relier une valeur expérimentale de D à un potentiel spin-spin. L'expression explicite de la matrice de diffusion que donnent Davies et Satchler (DAV 64) en approximation de Born à ondes distordues peut, par exemple, être utilisée

pour calculer M en fonction de V_{ss} , connaissant les potentiels central et spin-orbite. La relation (1.11) dérivée plus haut permet alors d'accéder à D .

D'un autre côté, l'inclusion d'un terme coulombien dans le programme de Stamp mentionné plus haut, vient d'être achevée (BAT 70a), et permettra donc une détermination du potentiel V_{ss} pour la diffusion des protons.

Chapitre II

EXPERIENCES PRELIMINAIRES

II.1. CONSIDERATIONS THEORIQUES CONCERNANT LA DEPENDANCE EN ENERGIE DES AMPLITUDES DE DIFFUSION.

Comme nous l'avons mentionné au chapitre précédent, des calculs du paramètre de dépolarisation D à l'aide d'un modèle optique contenant un terme de la forme $\vec{I} \cdot \vec{\sigma}$ (STA 67) ont montré que D est généralement peu différent de 1, mais présente des minimums fortement accentués aux angles de diffusion où la section efficace est minimale.

Les facteurs de forme des termes spin-orbite et spin-spin y sont du type Thomas, c'est-à-dire de la forme $-\frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr}$ où $f(r)$ est un puits de Saxon-Woods (WOO 56).

Ce comportement de D peut être interprété par un raisonnement simple, basé sur l'expression (1,2) pour D :

$$D = 1 - 2 \frac{\sigma^{+-} + \sigma^{-+}}{\sigma} = 1 - 2 \frac{\sigma_{RS}}{\sigma_{RS} + \sigma_{NRS}} .$$

Si on suppose la probabilité de renversement de spin petite devant celle de diffusion sans renversement de spin, le deuxième terme de l'expression ci-dessus sera généralement petit et $D \sim 1$.

Or, si σ_{RS} ne varie pas en phase et plus rapidement que σ_{NRS} , les deux sections efficaces peuvent devenir comparables aux angles de diffusion où σ_{NRS} présente des minimums, et par conséquent D s'y écartera de 1. Comme la forme de σ est essentiellement déterminée par σ_{NRS} , ces angles sont ceux des minimums de la section efficace différentielle, qui semblent donc a priori favorables pour mettre en évidence une interaction spin-spin.

On peut aller plus loin en se demandant s'il n'existe pas également de telles conditions privilégiées en ce qui concerne l'énergie de la diffusion. Pour ce faire, nous allons reprendre une interprétation des phénomènes de diffusion autour des minimums de section efficace, que l'on doit à De-Shalit (SHA 66).

Pour une diffusion élastique de particules à spin 1/2 par une cible de spin nul, l'amplitude de diffusion est donnée par

$$M = f + g \vec{\sigma} \cdot \vec{n}.$$

Pour une énergie donnée, f et g sont fonction de l'angle de diffusion. Il peut cependant être intéressant de faire un prolongement analytique de f et g et considérer les fonctions complexes $f(z)$ et $g(z)$ de $z = \cos\theta$, θ étant l'angle de diffusion dans le système du centre de masse. La signification physique se limite bien sûr aux valeurs réelles de l'argument et $-1 \leq z \leq 1$. La section efficace différentielle et la polarisation sont données par les relations usuelles

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 + |g|^2, \quad (2.1)$$

$$P = \frac{2\text{Re}[f^*g]}{|f|^2 + |g|^2}. \quad (2.2)$$

Dans le cas spécial d'une diffusion d'une particule de spin nul, $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(z)$. En présence d'un minimum profond de la section efficace, on est ainsi amené à l'étude des zéros de $f(z)$ proches de l'axe réel. Or $f(z)$ peut s'écrire, dans le cas de la diffusion de protons, sous la forme

$$f(z) = \frac{1}{1-z} e^{h(z)} \prod_j (z - z_j)$$

où le terme en $\frac{1}{1-z}$ tient compte du pôle coulombien à $z = +1$, tandis que $e^{h(z)} \prod_j (z - z_j)$ est une expression générale d'une fonction régulière avec un nombre fini de zéros z_j , $h(z)$ étant une fonction régulière appropriée (SMI 64).

Au voisinage immédiat d'un zéro z_i , on néglige l'influence des autres zéros et du pôle coulombien, ce qui permet d'écrire

$$f(z) = F \times (z - z_i)$$

où F est une fonction complexe, que nous supposons constante dans le domaine d'approximation.

On voit que cette forme de l'amplitude décrit la section efficace par une parabole, $z_{i0} = \text{Re } z_i$ étant la position du minimum. La partie imaginaire de z_i , donc

la distance du zéro de l'axe réel (voir figure 1) peut être déterminée à l'aide de la relation ci-dessus en mesurant la courbure et la valeur au minimum d'une courbe expérimentale. On voit alors que, pour des minimums très profonds, $\text{Im } z_i$ est de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-2} .

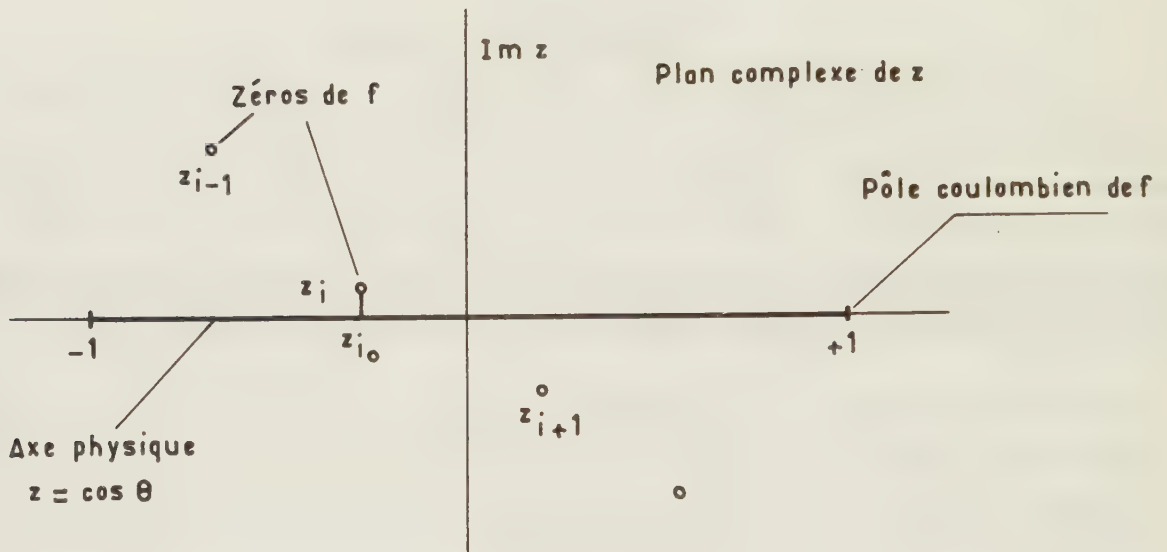


Fig. 1

Dans le cas de la diffusion de nucléons, on a, pour la plupart des angles θ , $|f(z)| \gg |g(z)|$, et la structure de la section efficace est essentiellement déterminée par $|f(z)|^2$. On pourra donc, dans ce cas, aussi attribuer des minimums profonds à la présence d'un zéro z_i de $f(z)$ proche de l'axe réel. Reprenant l'approximation ci-dessus pour $f(z)$, tout en supposant négligeable la variation de $g(z)$ dans le voisinage immédiat de $z_{i0} = \text{Re } z_i$, on a

$$f(z) \sim F \times (z - z_i)$$

$$g(z) \sim G.$$

La polarisation s'écrit alors

$$P(z) \sim 2 \frac{\text{Re}[(z - z_i)^* F^* G]}{|F \times (z - z_i)|^2 + |G|^2} \quad (2.3)$$

On voit d'après cette relation que la polarisation passe généralement par zéro dans notre domaine d'approximation. En effet, lorsque z parcourt l'axe réel près d'un zéro z_i , la phase de $(z-z_i)$ bascule pratiquement d'un angle π . La différence de phase entre $z-z_i$ et F^*G (supposé constant) passera donc généralement par la valeur $\pm \pi/2$, ce qui annule la polarisation. Ce comportement de P est bien confirmé par l'expérience, où l'on observe que la polarisation s'annule près des minimums de la section efficace (règle de Rodberg) (ROD 60).

Nous reprendrons plus loin la description détaillée du comportement de P dans le cadre de notre approximation.

Notons toutefois que l'angle pour lequel P passe par zéro correspond *strictement* au minimum de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ seulement lorsque F^*G est purement réel. Dans le cas général, les deux angles diffèrent légèrement. D'autre part, la pente de P autour du zéro est d'autant plus forte que z_i est proche de l'axe réel.

La diffusion de nucléons par des cibles à spin fait intervenir des amplitudes supplémentaires dans la matrice M . Les expressions pour $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et la polarisation deviennent par conséquent beaucoup plus complexes et nous n'allons donc pas les généraliser pour ces cas. Toutefois, les similitudes des courbes de sections efficaces et de polarisation pour des noyaux voisins de spin différent, dont il était question au chapitre précédent, permettent de conclure que $f(z)$ varie peu en passant d'un noyau au noyau voisin et que c'est toujours le terme en moyenne le plus important. D'où l'intérêt, pour mieux isoler les termes responsables du renversement de spin, de travailler dans des conditions où f est aussi petit que possible, c'est-à-dire aux minimums de la section efficace, ou bien, en nos termes, aux alentours d'un zéro de $f(z)$.

On peut maintenant appliquer ce modèle pour tenter de trouver des énergies plus favorables que d'autres pour notre étude. Bien que nous soyons intéressés essentiellement par la diffusion sur des noyaux à spin non nul, nous allons faire cette étude pour le cas plus simple où $I=0$. Les expériences que nous allons toujours effectuer parallèlement pour le noyau à spin qui nous intéresse et des noyaux voisins à spin zéro montreront dans quelle mesure les conclusions de cette étude s'appliquent aussi aux noyaux à spin *non nul*.

Pour étudier la dépendance en énergie de l'amplitude $f(z)$, imaginons une certaine configuration des zéros z_i de $f(z)$ dans le plan complexe, pour une énergie donnée. Lorsque la même diffusion a lieu à une énergie différente, on observe que les angles des minimums de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ **se déplacent** : pour une énergie plus grande, les $\theta_{\min}$ diminuent. En même temps les profondeurs des minimums peuvent subir des variations.

Dans notre image, cela signifie que les z_i se déplacent régulièrement dans le plan complexe en fonction de l'énergie de la diffusion. Il est donc a priori concevable

qu'un certain z_i traverse l'axe réel lors d'une variation de l'énergie. Or un zéro de $f(z)$ situé sur l'axe réel signifie que $f(\cos\theta)$ s'annule "physiquement" pour l'angle et l'énergie en question. Ces conditions seraient donc particulièrement privilégiées pour l'étude des termes normalement petits devant f , telles que les amplitudes spin-orbite ou spin-spin.

Un passage de z_i à travers l'axe réel est nécessairement accompagné d'une diminution suivie d'une remontée, en fonction de l'énergie, du minimum de la section efficace. L'existence d'un tel minimum absolu de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ n'est cependant pas suffisant pour pouvoir conclure que z_i a effectivement traversé l'axe réel : il aurait pu s'en approcher pour s'en éloigner à nouveau sans le traverser.

C'est seulement le comportement de la polarisation qui permettra de voir, comme nous allons le montrer, si l'on se trouve en présence d'un "zéro réel" de l'amplitude de f . Pour cela, nous allons introduire de nouveaux paramètres, en posant

$$f = \rho e^{i\alpha_\rho(z-z_i)}$$

$$g = \gamma e^{i\alpha_\gamma};$$

$z_i = x_0 + i\varepsilon$ est toujours un zéro de $f(z)$ proche de l'axe réel et donnant lieu à un minimum de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

Avec $x_0 = \text{Re } z_i$ et α_i la phase de $z - z_i$ (figure 2), l'amplitude f s'écrit

$$f = \rho e^{i\alpha_\rho} \sqrt{(x-x_0)^2 + \varepsilon^2} e^{i\alpha_i}$$

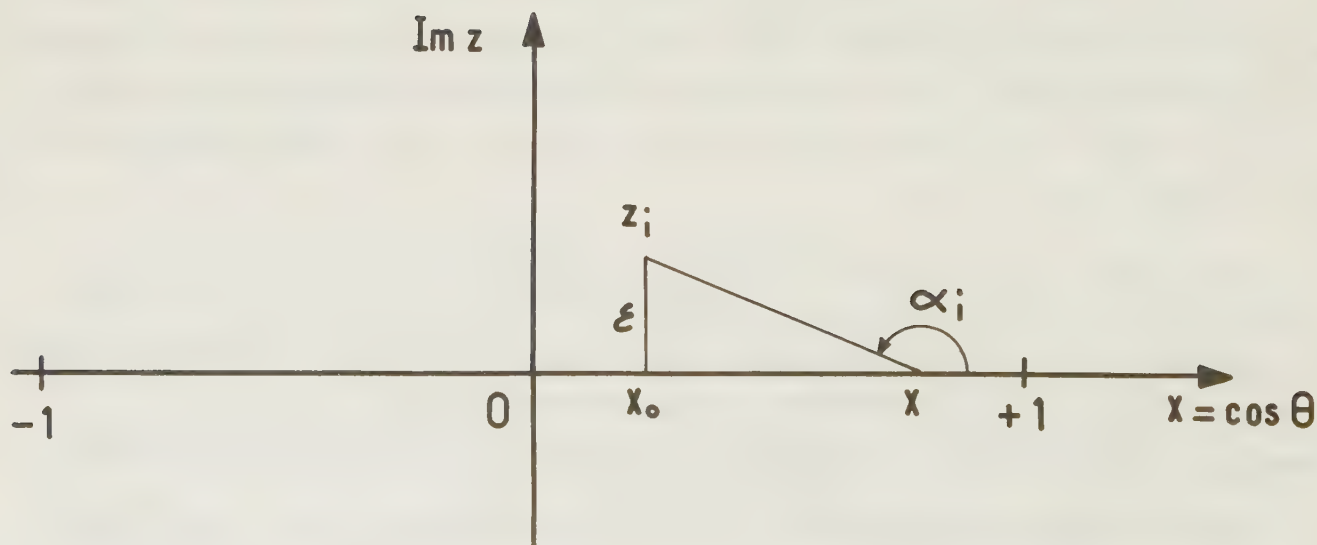


Fig. 2

On a donc, en fonction de nos nouveaux paramètres :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \rho^2 \epsilon^2 + \gamma^2 + \rho^2 (x-x_0)^2. \quad (2.4)$$

Faisant l'hypothèse que ρ et γ varient lentement avec l'énergie, on voit que la valeur minimale de la section efficace $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\min} = \rho^2 \epsilon^2 + \gamma^2$ passe par un minimum absolu lorsque $\epsilon = \text{Im } z_i$ est nul.

En introduisant la phase relative $\phi = \alpha_\gamma - \alpha_\rho$, la polarisation s'écrit, conformément à la relation générale (2.2)

$$P(x) = \frac{2 \frac{\gamma}{\rho} \cos \theta [(x_0 - x) + \epsilon \operatorname{tg} \phi]}{\epsilon^2 + (\frac{\gamma}{\rho})^2 + (x - x_0)^2}. \quad (2.5)$$

L'étude de cette fonction montre que :

- . P s'annule pour $x - x_0 = \epsilon \operatorname{tg} \phi$,
- . la pente de la polarisation à cet endroit est

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_{P=0} = \frac{-2 \frac{\gamma}{\rho} \cos \phi}{(\frac{\gamma}{\rho})^2 + \epsilon^2 (1 + \operatorname{tg}^2 \phi)}, \quad (2.6)$$

- . P présente des extrêmes à

$$x - x_0 = \epsilon \operatorname{tg} \phi \pm \sqrt{\epsilon^2 [1 + \operatorname{tg}^2 \phi] + (\frac{\gamma}{\rho})^2}$$

et y prend les valeurs

$$P_{\text{extr}} = \frac{\mp \frac{\gamma}{\rho} \cos \phi \sqrt{\epsilon^2 [1 + \operatorname{tg}^2 \phi] + (\frac{\gamma}{\rho})^2}}{\epsilon^2 [1 + \operatorname{tg}^2 \phi] + (\frac{\gamma}{\rho})^2 \pm \epsilon \operatorname{tg} \phi \sqrt{\epsilon^2 [1 + \operatorname{tg}^2 \phi] + (\frac{\gamma}{\rho})^2}}. \quad (2.7)$$

Ces deux dernières relations prennent une forme particulièrement simple pour $\epsilon = 0$:

$$P_{\text{extr}} = \mp \cos \phi,$$

pour

$$x - x_0 = \pm \frac{\gamma}{\rho}.$$

. La valeur de la polarisation à mi-hauteur entre minimum et maximum de P, soit

$$P_M = \frac{P_{\max} + P_{\min}}{2} \text{ est égale à}$$

$$P_M = \frac{\epsilon \frac{\gamma}{\rho} \sin \phi}{\epsilon^2 + \left(\frac{\gamma}{\rho}\right)^2} . \quad (2.8)$$

Un passage de z_i par l'axe réel correspond à un changement du signe de ϵ et pourra donc être mis en évidence par la mesure de quantités qui dépendent linéairement de ϵ . Si les paramètres $\frac{\gamma}{\rho}$ et ϕ varient peu avec l'énergie, ce qu'il est raisonnable d'admettre, on voit, à l'aide des expressions ci-dessus, que :

a) les angles du minimum de la section efficace et du zéro de P ne sont strictement identiques que lorsque $\epsilon=0$. Quand ϵ diffère légèrement de zéro, le minimum est décalé par rapport au zéro de P vers des angles plus grands ou plus petits, suivant le signe de ϵ .

b) P_M change de signe en même temps que ϵ . D'autre part, on voit à l'aide de la relation (2.7) que $P_{\min}(+\epsilon_0)$, la valeur minimale de la polarisation pour $\epsilon=+\epsilon_0$, est égale en valeur absolue à $P_{\max}(-\epsilon_0)$, si ϕ et $\frac{\gamma}{\rho}$ ne changent pas. De même

$$|P_{\max}(+\epsilon_0)| = |P_{\min}(-\epsilon_0)| .$$

Cela signifie que la courbe de polarisation, pour les angles voisins de z_i , se déplace dans son ensemble dans le sens de l'ordonnée : une courbe "en moyenne" négative subira un basculement caractéristique vers des valeurs positives, et vice-versa, lorsque ϵ change de signe. Pour $\epsilon=0$, c'est-à-dire z_i situé sur l'axe réel, la courbe aura une allure symétrique par rapport au point $P=0$.

Les expériences décrites dans le paragraphe suivant ont pour but de rechercher, pour les différents noyaux-cibles, ces comportements caractéristiques et de déterminer ainsi l'énergie et l'angle de diffusion les plus favorables pour la mesure du paramètre de dépolarisation.

II.2. PARTIE EXPERIMENTALE

II.2.1. Principe et but des expériences

Nous avons vu au paragraphe précédent qu'une condition nécessaire pour que l'amplitude $f(\theta)$ s'annule est que la profondeur du minimum correspondant de la section efficace passe elle-même par une valeur minimale en fonction de l'énergie. Toutefois, des mesures de polarisation à différentes énergies sont nécessaires pour voir si le minimum absolu de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ correspond effectivement à une annulation de l'amplitude $f(\theta)$.

L'expérience à effectuer se divisera donc en deux parties :

- . des mesures de sections efficaces à l'aide d'un faisceau de protons non polarisés, à des énergies pour lesquelles un minimum absolu semble exister d'après des expériences décrites dans la littérature ;

- . des mesures d'asymétries à l'aide du faisceau polarisé, dans le cas où la première expérience aura effectivement mis en évidence un minimum absolu de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

L'appareillage utilisé sera le même pour les deux expériences et va être décrit dans le paragraphe 2.1. ci-dessous.

Ainsi que nous l'avons mentionné précédemment, nous allons effectuer ces expériences parallèlement sur plusieurs noyaux : le noyau-cible à spin non nul qui nous intéresse plus particulièrement, encadré de deux noyaux voisins à spin zéro qui n'en diffèrent que par un nucléon en plus respectivement en moins.

Le modèle développé au paragraphe précédent s'applique uniquement aux noyaux pour lesquels $I=0$. Or nous savons que les paramètres du modèle optique varient généralement de façon lente et régulière d'un noyau à l'autre. Nous supposons donc que l'amplitude f du noyau à spin que nous étudions dans ces expériences est comprise entre celles des deux noyaux voisins. Cette hypothèse semble bien être justifiée par les expériences de Rosen, mentionnées au chapitre I, qui ont mis en évidence la ressemblance des courbes de polarisation pour des noyaux voisins à spins différents.

L'angle et l'énergie de diffusion pour lesquels l'amplitude f s'annule et que nous nous proposons de déterminer par nos mesures seront donc obtenus par analyse directe des courbes de polarisation en ce qui concerne les noyaux à spin zéro, mais par interpolation pour le noyau "central", à spin non nul.

II.2.2. Les cibles utilisées

Le but final de ce travail étant la mesure du paramètre D , les cibles à spin non nul ont été choisies en vue de cette expérience principale et pour les raisons énoncées au paragraphe III.2.4 ci-dessous.

Ce sont les noyaux ^{27}Al , ^{10}B et ^9Be . Pour "encadrer" le noyau de ^{27}Al par deux noyaux voisins à spin nul, notre choix a porté sur ^{27}Mg et ^{28}Si . Les caractéristiques des cibles sont résumées dans le tableau III, séparément pour les deux expériences. La mesure des asymétries nécessitait en effet des cibles plus épaisses à cause de l'intensité réduite du faisceau polarisé.

Tableau III

	Epaisseurs		Remarques
	Mesures de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$	Mesures d'asymétries	
^{26}Mg	2,33 mg/cm ²	2,33 mg/cm ²	enrichie à 99,78 %
^{27}Al	1,35 mg/cm ²	13,5 mg/cm ²	naturel
^{28}Si	1,70 mg/cm ²	10,4 mg/cm ²	naturel

Malheureusement, il n'existe pas de noyau voisin stable et à spin nul pour ^{10}B et ^9Be . En plus, les différentes mesures absolues de la section efficace pour ces deux noyaux, décrites dans la littérature, ne laissent pas prévoir un minimum absolu en fonction de l'énergie dans le domaine énergétique du cyclotron de Saclay. Nous avons donc renoncé à déterminer des conditions énergétiques optimales pour ^{10}B et ^9Be . Quant à ^{27}Al , des mesures de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ à différentes énergies, reportées dans les références (DAY 56, KIN 56, FUL 62), indiquent un minimum absolu pour une énergie de protons d'environ 17 MeV autour de $\theta=45^\circ$. C'est donc aux environs de cette énergie que nous allons effectuer des mesures précises sur le "triplet" ^{26}Mg , ^{27}Al et ^{28}Si .

II.2.3. Description du poste expérimental.

Les expériences décrites dans ce chapitre ont été effectuées à l'aide du poste "Brest" implanté près du cyclotron à énergie variable de Saclay. Ce dispositif a été décrit de façon très détaillée (CHA 70) et nous nous contenterons donc ici d'un rappel des principaux équipements utilisés au cours de nos mesures.

Le faisceau sortant du cyclotron est d'abord analysé par un aimant de 60° , d'indice 1/2, à la sortie duquel une fente réglable permet de sélectionner la bande d'énergie désirée. Une paire de quadrupôles focalise ensuite le faisceau sur la cible, au centre de la chambre de diffusion.

La chambre même, dont une coupe est représentée sur la figure 3, est de forme parallélépipédique (environ 100 cm × 100 cm × 50 cm) et contient le dispositif de détection.

Deux plateaux circulaires se trouvent près des faces supérieure respectivement inférieure de la chambre et peuvent tourner autour d'un axe qui se confond avec celui du porte-cible.

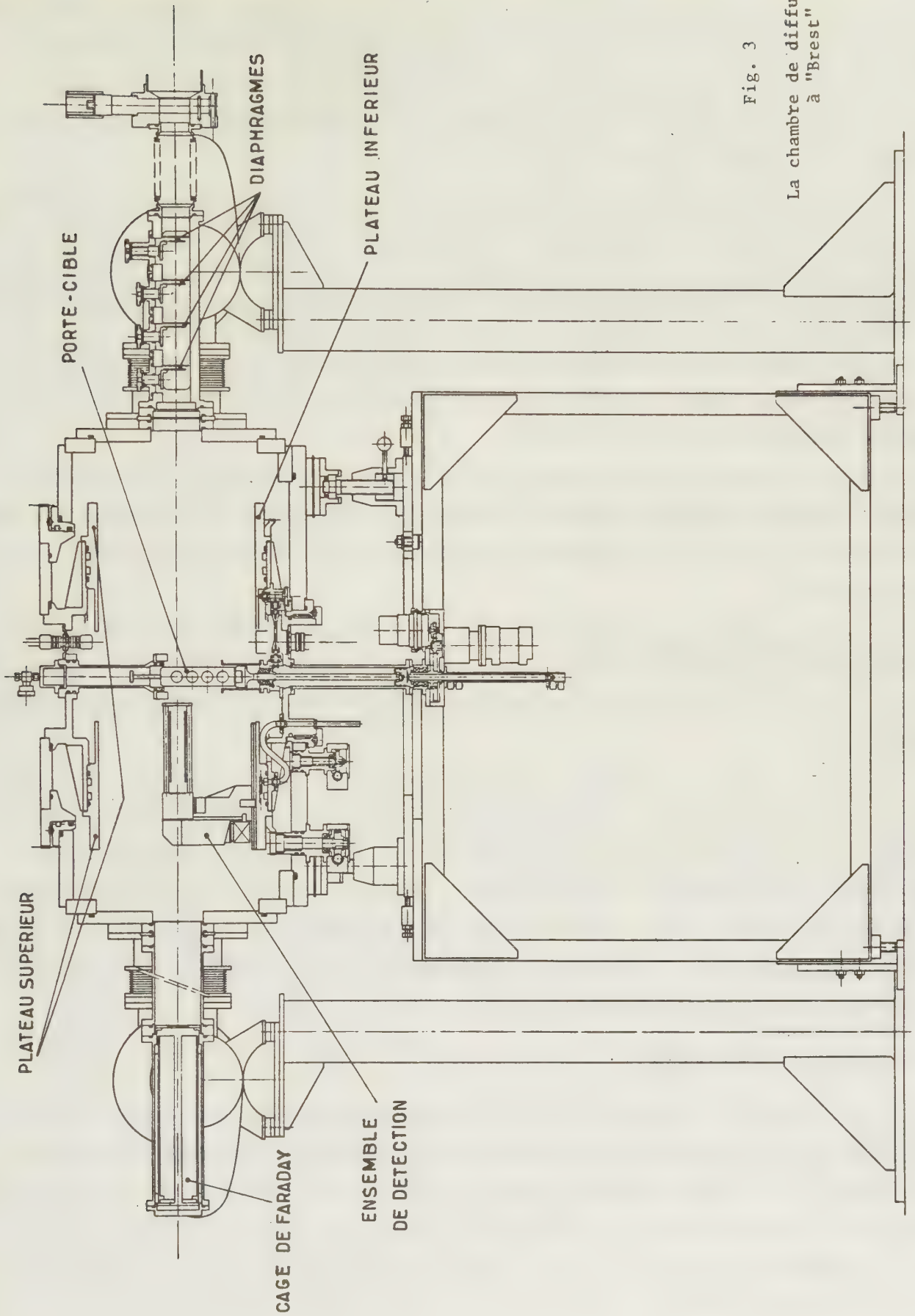


Fig. 3

La chambre de diffusion
à "Brest"

Sur ces plateaux, d'un diamètre de 90 cm, se vissent des réglettes maintenues en place par des pions, et sur lesquels peuvent glisser les ensembles de détection. Dans nos mesures, les diaphragmes qui se trouvent devant les détecteurs, étaient ouverts à 8 mm en hauteur et 2,5 mm en largeur, à 30 cm de la cible. L'angle solide de détection ainsi défini est de $2,22 \times 10^{-4}$ sr.

Une cage de Faraday fixée sur la face arrière de la chambre sert à l'alignement du faisceau ainsi qu'au monitoring. Les détecteurs utilisés dans nos mesures étaient d'une épaisseur comprise entre 3 et 4 mm. Les jonctions sont refroidies par effet Peltier de façon à diminuer le courant inverse et donc améliorer la résolution.

Pour éliminer les électrons secondaires émis par la cible lors du passage du faisceau, on crée un champ électrique entre deux plaques horizontales, montées sur le bloc de détection avant le détecteur.

Chacun des deux plateaux peut contenir plusieurs détecteurs à la fois, dont les angles par rapport au faisceau incident peuvent être variés par rotation des plateaux. Cette rotation, ainsi que la commande du porte-cible, est télécommandée à partir de la salle de mesures.

Lors des mesures de section efficace, deux détecteurs étaient montés sur le plateau inférieur, de façon à mesurer simultanément les protons diffusés à l'angle θ et $\theta + 18^\circ$ à gauche. On parcourt ainsi en même temps le premier minimum et le maximum suivant.

Pour les mesures d'asymétrie, un seul détecteur, fixé au plateau inférieur, parcourt le domaine angulaire intéressant, pour des angles de diffusion à gauche. Un autre détecteur, monté au plateau supérieur, sert à rechercher au début de chaque mesure l'angle d'un maximum de polarisation ; il reste ensuite fixé pour cet angle et sert de moniteur, pour pouvoir corriger les fluctuations de la polarisation du faisceau incident. Cette dernière est déterminée au début de chaque mesure à l'aide du polarimètre "amont" décrit au paragraphe III.2.2.

II.2.4. Résultats de mesures

Les courbes de sections efficaces, mesurées aux énergies 15,1 MeV, 17,2 MeV, 19,2 MeV et 22,9 MeV (énergies des protons dans le laboratoire) sont représentées sur la figure 4. On y voit que les valeurs au minimum passent, pour les trois noyaux étudiés, par un minimum absolu en fonction de l'énergie. Cette variation de la profondeur des minimums est portée séparément dans la figure, d'où l'on déduit que l'énergie recherchée est sensiblement la même pour les trois noyaux, soit environ 17 MeV, pour

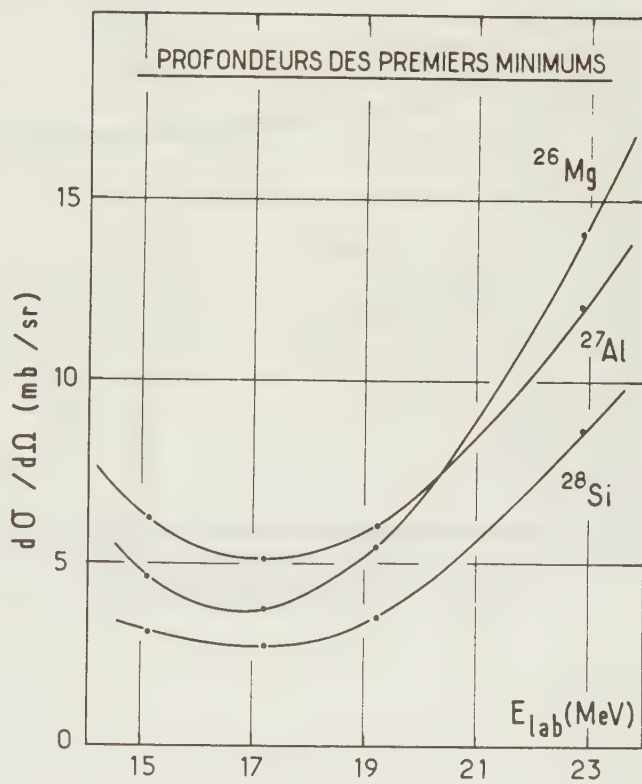
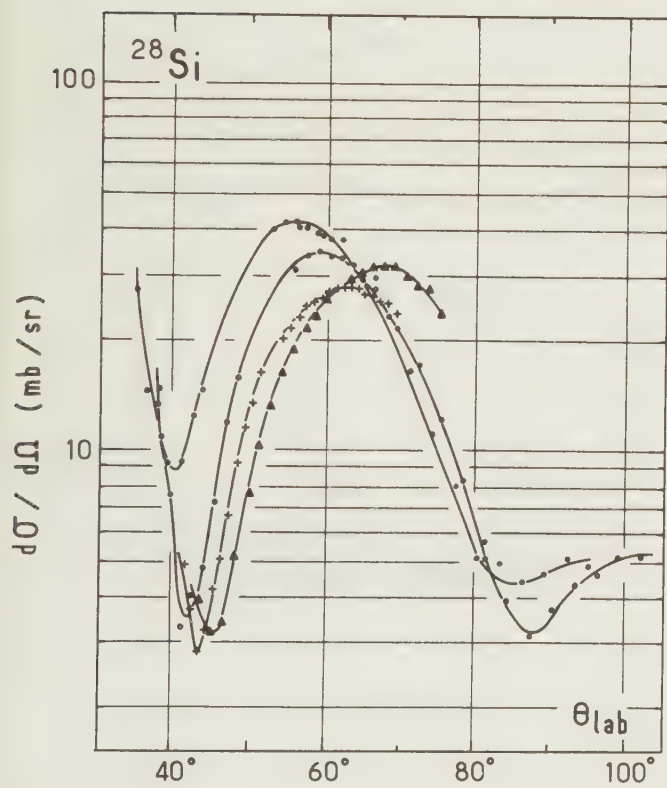
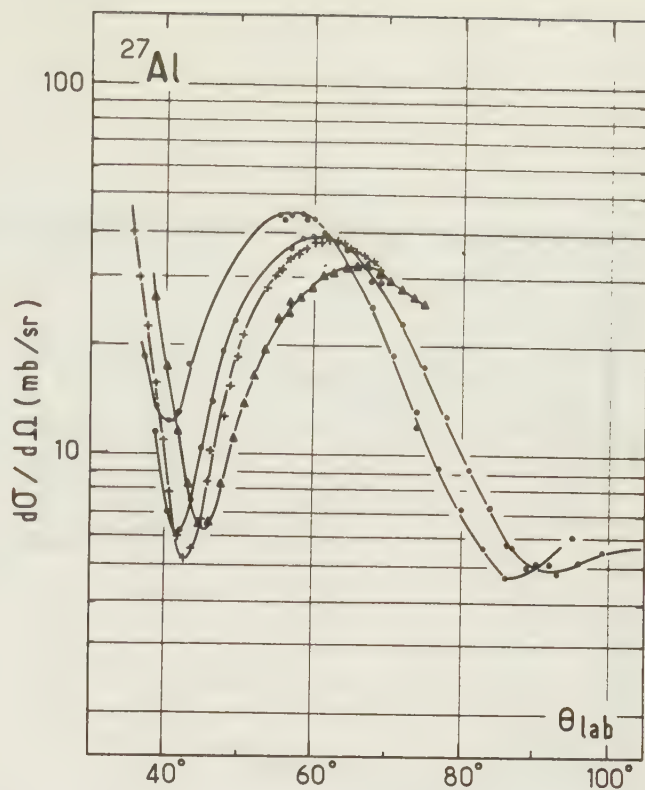
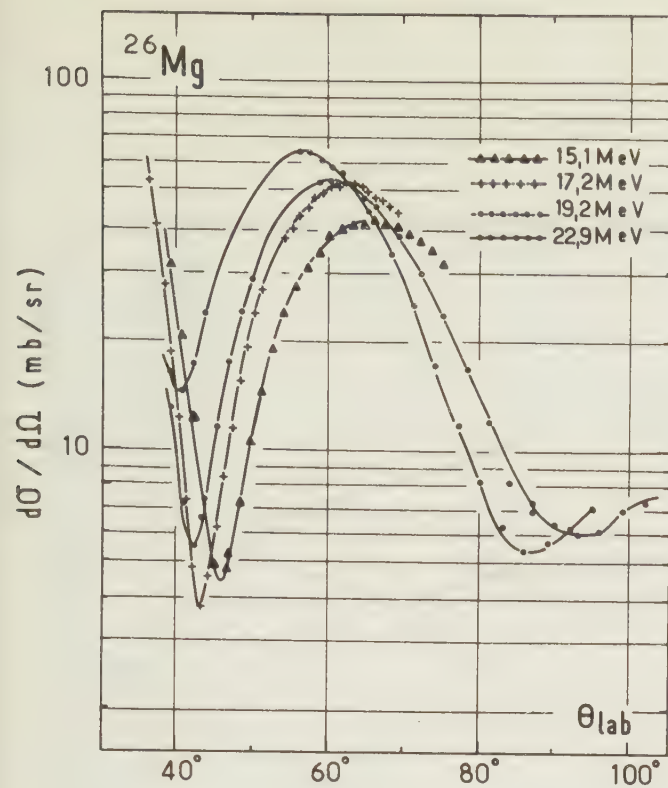


Fig. 4

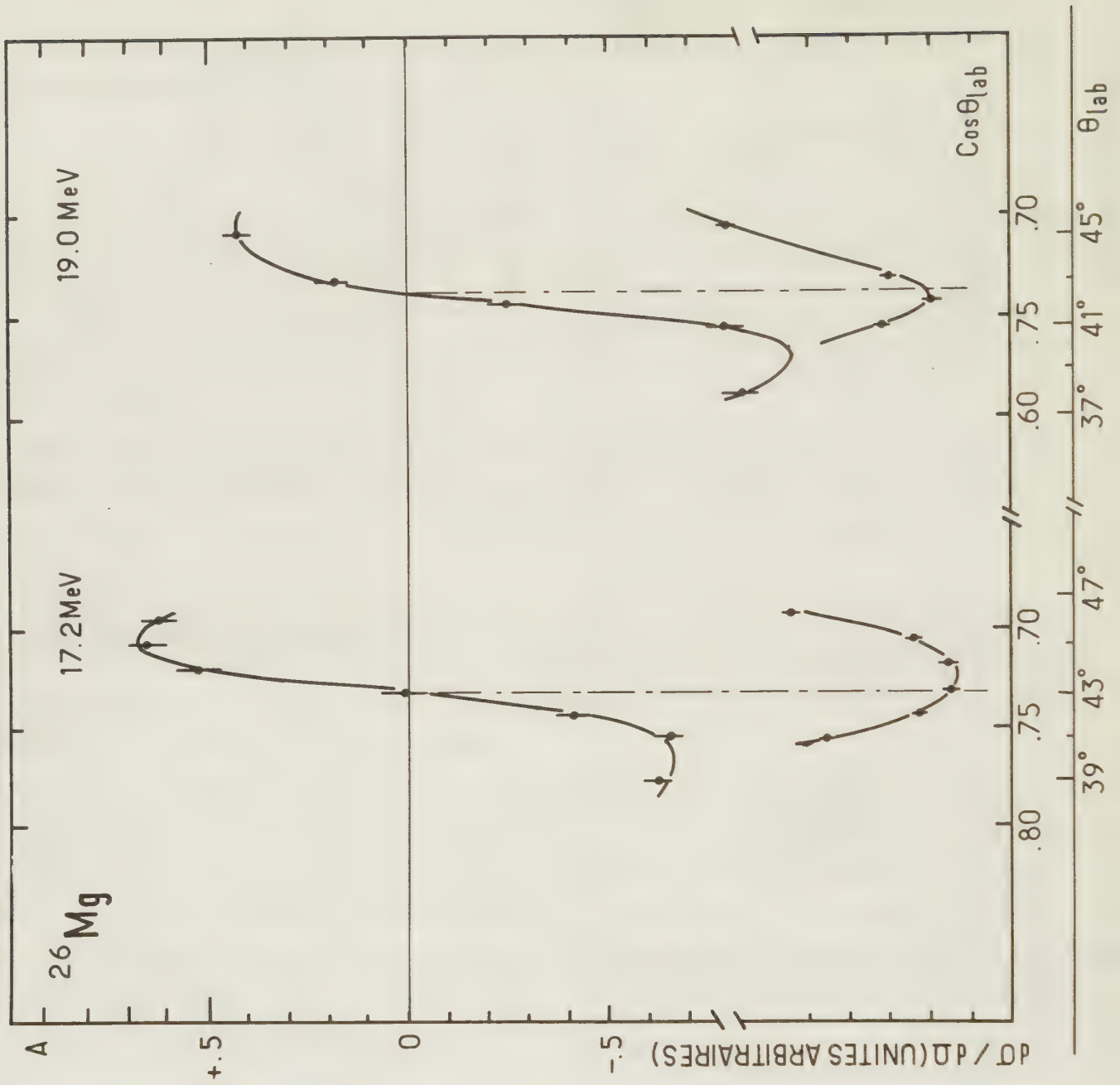


Fig. 5

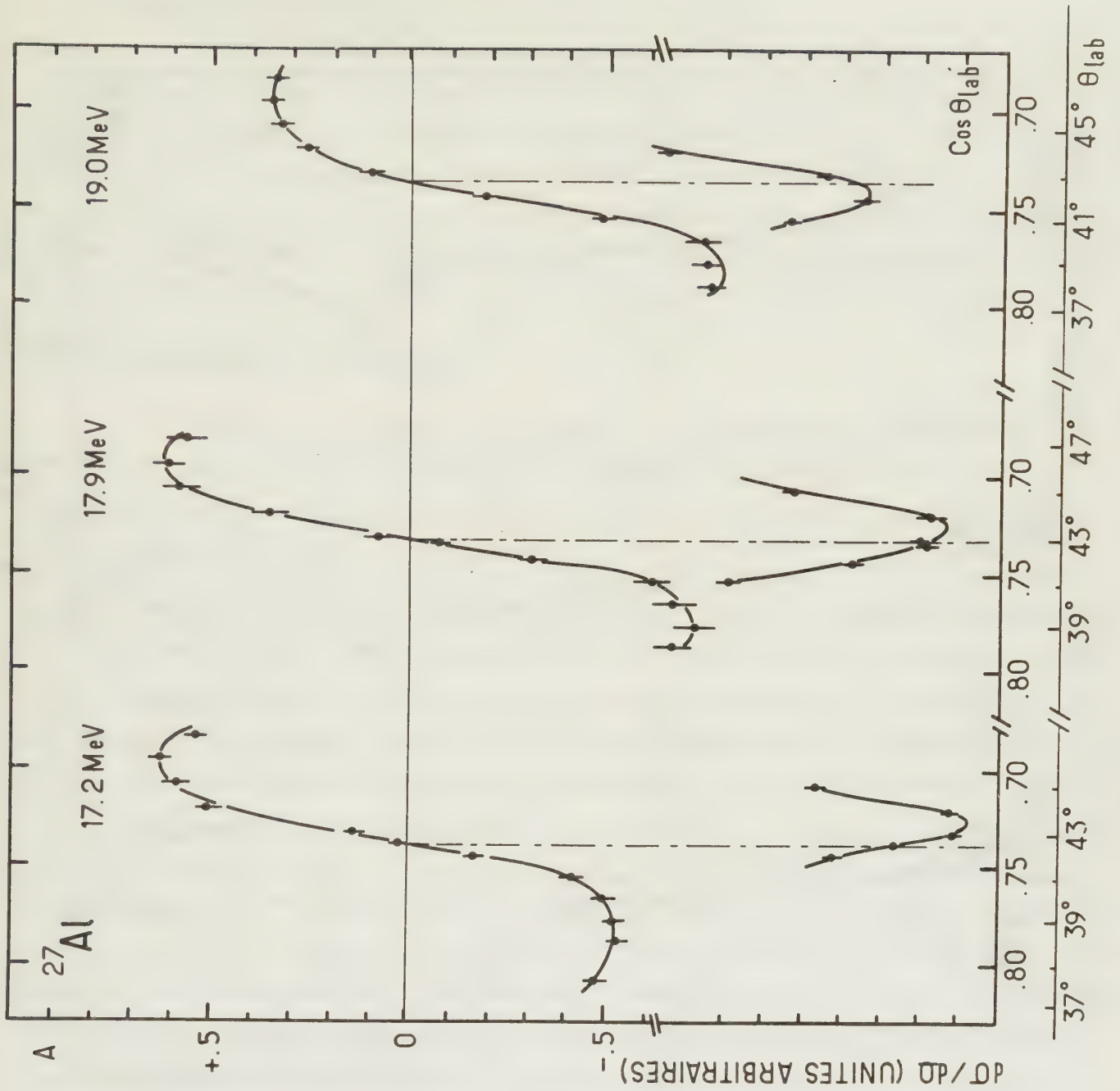


Fig. 6

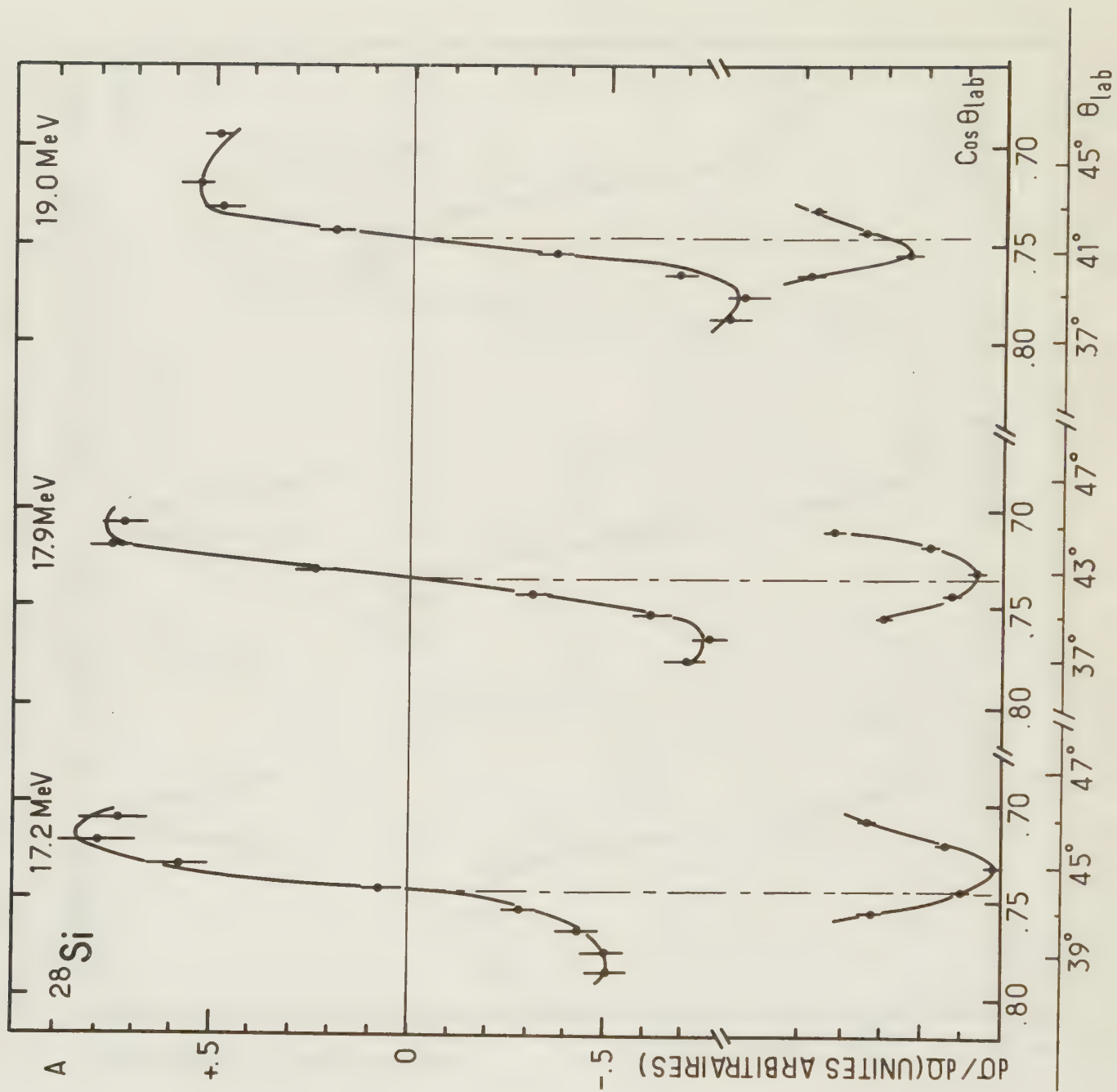


Fig. 7

un angle de diffusion de $\theta_{\text{lab}} \sim 43^\circ$. Les erreurs statistiques des mesures sont inférieures à la grosseur des points sur la figure.

Compte tenu de ces résultats, nous avons effectué les mesures d'asymétrie aux énergies 17,2 MeV, 17,9 MeV et 19,0 MeV (sauf pour ^{26}Mg , qui n'a été mesuré qu'aux deux énergies extrêmes). Les figures 5 à 7 montrent les résultats. Les barres d'erreur des courbes d'asymétrie correspondent à la somme quadratique des erreurs statistiques et des erreurs de normalisation, compte tenu de l'incertitude (d'environ 3 %) sur la valeur absolue de la polarisation incidente. Quelques points de la section efficace ont été dessinés pour voir les positions relatives du zéro de la polarisation et du minimum de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$. Toutes les courbes ont été tracées pour guider l'oeil.

II.3. INTERPRETATION DES RESULTATS

Les courbes des figures 5 à 7 montrent les comportements caractéristiques prédits par notre modèle théorique pour un passage de $f(\cos\theta)$ par zéro :

- . Les positions relatives du minimum de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et du zéro des courbes d'asymétrie s'inversent en effet entre 17,2 et 19 MeV ;

- . Les courbes d'asymétrie, "en moyenne" positives pour 17,2 MeV, subissent toutes le basculement caractéristique vers les valeurs négatives lorsqu'on passe à 19 MeV.

Notons que si les courbes de Si et de Mg se ressemblent très fortement et ont notamment la même pente autour du zéro, les asymétries de ^{27}Al ont une pente plus petite, tout en ayant qualitativement le même comportement que les noyaux à spin nul.

Compte tenu des considérations du paragraphe 1, il semble donc que l'amplitude f de la diffusion s'annule strictement pour des protons d'environ 18 MeV diffusés sous un angle de 43° , par des cibles de ^{26}Mg et ^{28}Si . Vu le comportement similaire des courbes de ^{27}Al et adoptant l'hypothèse que l'amplitude f varie peu entre deux noyaux voisins, il semble justifié d'admettre que f s'annule aussi - et pour les mêmes valeurs de θ et de l'énergie - pour ^{27}Al .

Nous avons ainsi déterminé, avec une précision largement suffisante, les conditions optimales pour une mesure du paramètre de dépolarisation D de ^{27}Al qui sera décrite de façon détaillée au chapitre III.

Notons enfin que nous avons fait une étude semblable sur le "triplet" de noyaux ^{58}Ni , ^{59}Co et ^{60}Ni . Puisque nous n'avons pas mesuré D pour ^{59}Co , nous ne donnons ici que le résultat final de ces expériences préliminaires qui permettent de conclure, pour les mêmes raisons que pour ^{27}Al , que $f(\theta)$ est nul pour $\theta_{\text{lab}} = 67^\circ$ et une énergie des protons dans le laboratoire d'environ 20 MeV.

CHAPITRE III

MESURE DE D

III.1. PRINCIPE DE LA MESURE

L'expérience consiste à diffuser un faisceau de protons polarisés par une cible à noyaux de spin non nul et à analyser le faisceau diffusé à l'aide d'un polarimètre à carbone.

Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure 8.

Le faisceau de protons polarisés est d'abord focalisé à l'aide des quadripôles Q_1 sur la fente F située à la sortie de l'aimant d'orientation A_0 . Il est ensuite focalisé et centré sur la cible (dans la chambre de diffusion C_4) à l'aide des quadripôles Q_2 et de deux aimants d'orientation horizontale et verticale, H_1 et V_1 . Les protons diffusés élastiquement sont alors refocalisés et centrés (triplets magnétiques symétriques T et aimant d'orientation horizontale H_2) 2,70 m plus loin sur la cible de carbone du polarimètre. Les protons diffusés une seconde fois sont détectés à gauche et à droite par deux télescopes de jonctions. Une jonction centrale (A) surveille le centrage du faisceau sur la cible du polarimètre. La polarisation incidente P_i est mesurée à la sortie du cyclotron à l'aide d'un polarimètre à carbone (pouvoir d'analyse π_A).

La section efficace de diffusion d'un faisceau de polarisation P_i étant proportionnelle à $1 + A(\theta)P_i$ ($A(\theta)$ étant l'asymétrie) le nombre de particules détectées $G^\pm$, $D^\pm$ dans les compteurs du polarimètre pour les deux états de spin des protons incidents est

$$G^\pm \sim (1 \pm A P_i) \left(1 + \pi_0 \frac{P \pm D P_i}{1 \pm A P_i}\right)$$

$$\sim 1 \pm A P_i + \pi_0 P \pm \pi_0 P_i D \quad (3.1)$$

et

$$D^\pm \sim 1 \pm A P_i - \pi_0 P \mp \pi_0 P_i D \quad (3.2)$$

où nous avons utilisé la relation (1.1) $P_f = \frac{P + D P_i}{1 + A P_i}$; π_0 est le pouvoir analyseur du polarimètre et P et A les paramètres de polarisation et d'asymétrie de la première

SCHEMA
DE L'ENSEMBLE
EXPERIMENTAL

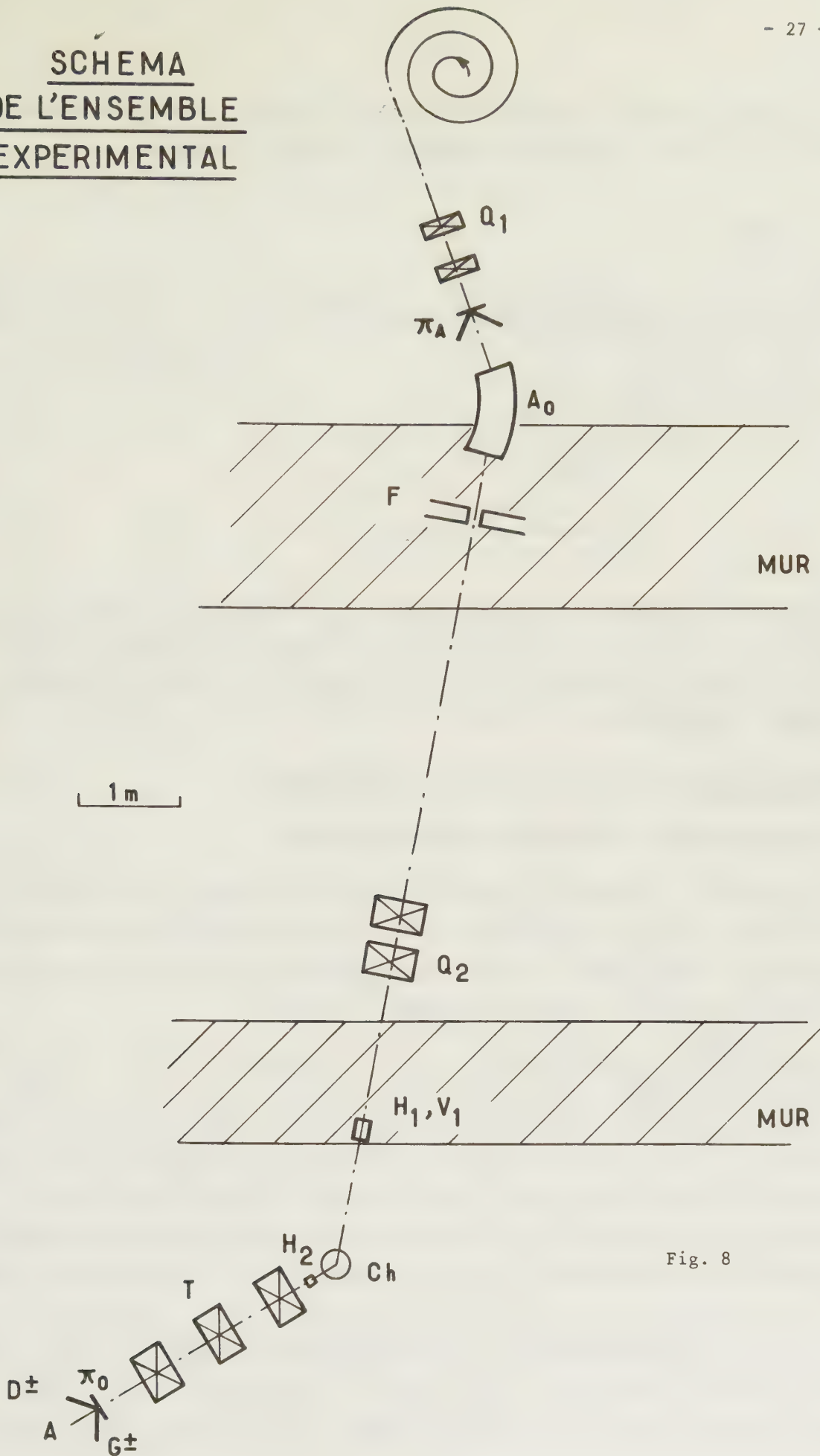


Fig. 8

diffusion. Notons que cette dernière a lieu vers la *droite* et qu'il convient, par conséquent, d'inverser le signe des asymétries "haut-bas" mesurées.

On a donc

$$\frac{G^+ + G^- - D^+ - D^-}{G^+ + G^- + D^+ + D^-} = \pi_o P \quad , \quad (3.3)$$

$$\frac{G^+ + D^+ - G^- - D^-}{G^+ + D^+ + G^- + D^-} = A P_i \quad , \quad (3.4)$$

$$\frac{G^+ - G^- - D^+ + D^-}{G^+ + G^- + D^+ + D^-} = \pi_o P_i D \quad . \quad (3.5)$$

Le polarimètre à la sortie du cyclotron donne $P_i \pi_A$, ce qui donne, avec le comptage (3.5) la valeur de $\frac{\pi_o}{\pi_A} D$. Une mesure analogue à l'angle de diffusion $\Theta = 0^\circ$, où la diffusion est purement coulombienne, et par conséquent $D \equiv 1$, donne finalement $\frac{\pi_o}{\pi_A}$, ce qui permet d'atteindre D .

III.2. DESCRIPTION DETAILLEE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

III.2.1. La source et le faisceau de protons polarisés.

La source de protons polarisés a été décrite en détail par ailleurs (BEU 60,61). Nous n'en rappellerons donc ici que le principe du fonctionnement.

Dans une première étape, un jet d'hydrogène atomique est formé dans un disso-
ciateur travaillant selon la méthode de Keller (KEL 60).

Ce jet atomique pénètre ensuite dans un aimant sextupolaire, qui, par effet Stern-Gerlach, sépare les atomes selon l'état de spin de l'électron. En effet, comme le montre la figure 9, la séparation en énergie dans un champ magnétique élevé se fait surtout selon la direction du spin de l'électron par rapport à celle du champ appliqué. Dans un aimant sextupolaire, ceci revient à focaliser les états 1 et 2 et à écarter de l'axe les états 3 et 4. Le faisceau ainsi formé est donc polarisé selon le spin de l'électron, mais non du proton, les états 1 et 2 étant également peuplés.

La polarisation des protons est finalement obtenue en appliquant au faisceau sortant du sextupôle des transitions adiabatiques haute fréquence, méthode suggérée par Abragam et Winter (ABR 58,62). Une transition, appliquée à champ faible (~ 8 gauss), dépeuple l'état 1 au profit de l'état 3, donc seuls les atomes à protons

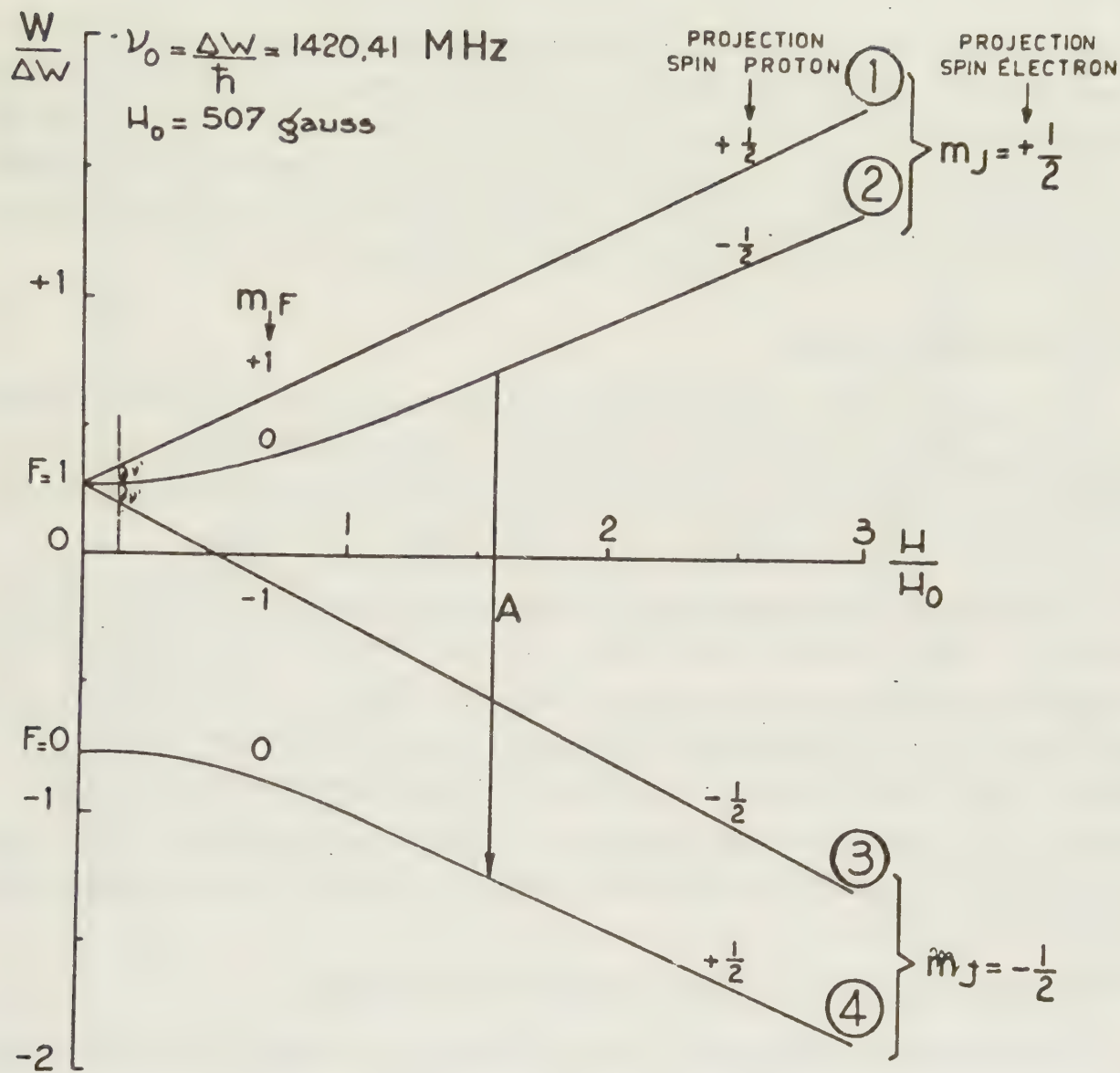


Fig. 9

Diagramme de Breit-Rabi de l'atome d'hydrogène

"spin bas" restent. Une autre transition, fonctionnant à environ 1000 gauss, provoque un passage $2 \rightarrow 4$, de façon à obtenir des protons de polarisation positive. Toutes les 0,2 seconde, une horloge commande la coupure de l'une des transitions et la mise en marche de l'autre, de sorte à basculer le signe de la polarisation du faisceau 5 fois par seconde.

Le faisceau ainsi formé est alors ionisé et injecté dans le plan médian du cyclotron (BEU 67). Le faisceau final, après accélération, a une polarisation normalement supérieure à 80 % dans les deux états de spin. Sa largeur en énergie est de $\Delta E/E \sim 3 \times 10^{-3}$. Son intensité, au niveau de la chambre de diffusion, est d'environ 30 nA, indépendante de l'état de spin. La taille du faisceau au niveau de la fente F est de 2,3 mm $\times$ 7 mm et d'environ 2 mm $\times$ 3 mm sur la cible.

III.2.2. Polarimètre "amont"

Ce polarimètre est constitué d'une cible de carbone de 61 mg/cm² d'épaisseur et de deux détecteurs à jonction qui comptent les protons diffusés à 55° à droite et à gauche. Les diaphragmes de définition devant les compteurs ont une surface de 5 $\times$ 8 mm² et sont à une distance de 125 mm du centre de la cible.

La polarisation du carbone à 55° est portée, en fonction de l'énergie, sur la figure 10. Afin d'obtenir le meilleur pouvoir d'analyse, on place un ralentisseur d'aluminium devant la cible de carbone pour que la diffusion se produise à une énergie comprise entre 12 et 17 MeV environ. Il convient toutefois d'éviter la résonance indiquée sur la figure (STE 66), c'est-à-dire la région entre 14,8 et 13,5 MeV. La cible et le ralentisseur sont introduits et retirés pneumatiquement dans le trajet du faisceau. Les asymétries gauche-droite donnent alors $\pi_{Ai}^{P_i \pm}$, séparément pour chacun des deux états de spin.

III.2.3. La chambre de diffusion et les aimants d'orientation

La chambre est conçue dans le but de permettre au système analyseur de tourner autour de la cible tout en maintenant le vide sur le trajet du faisceau incident et diffusé. Elle est constituée par un cylindre de 130 mm de diamètre, solidaire du système de triplet magnétique et possède une fenêtre dans le plan de diffusion. Sur la fenêtre est appliquée une feuille d'acier inox, solidaire du tube d'arrivée du faisceau. Un joint assure l'étanchéité entre cette feuille et le corps de la chambre. A l'intérieur de la chambre se trouve une cage de Faraday avec un anneau de garde qui permet de mesurer l'intensité du faisceau incident à l'aide d'un convertisseur amplitude-fréquence et une échelle de comptage. Un porte-cible à trois positions permet de placer successivement trois cibles au centre de la chambre dans le trajet du faisceau à un angle quelconque, sans faire une rentrée d'air. Dans nos mesures, une des trois places était toujours occupée par un scintillateur plastique et un

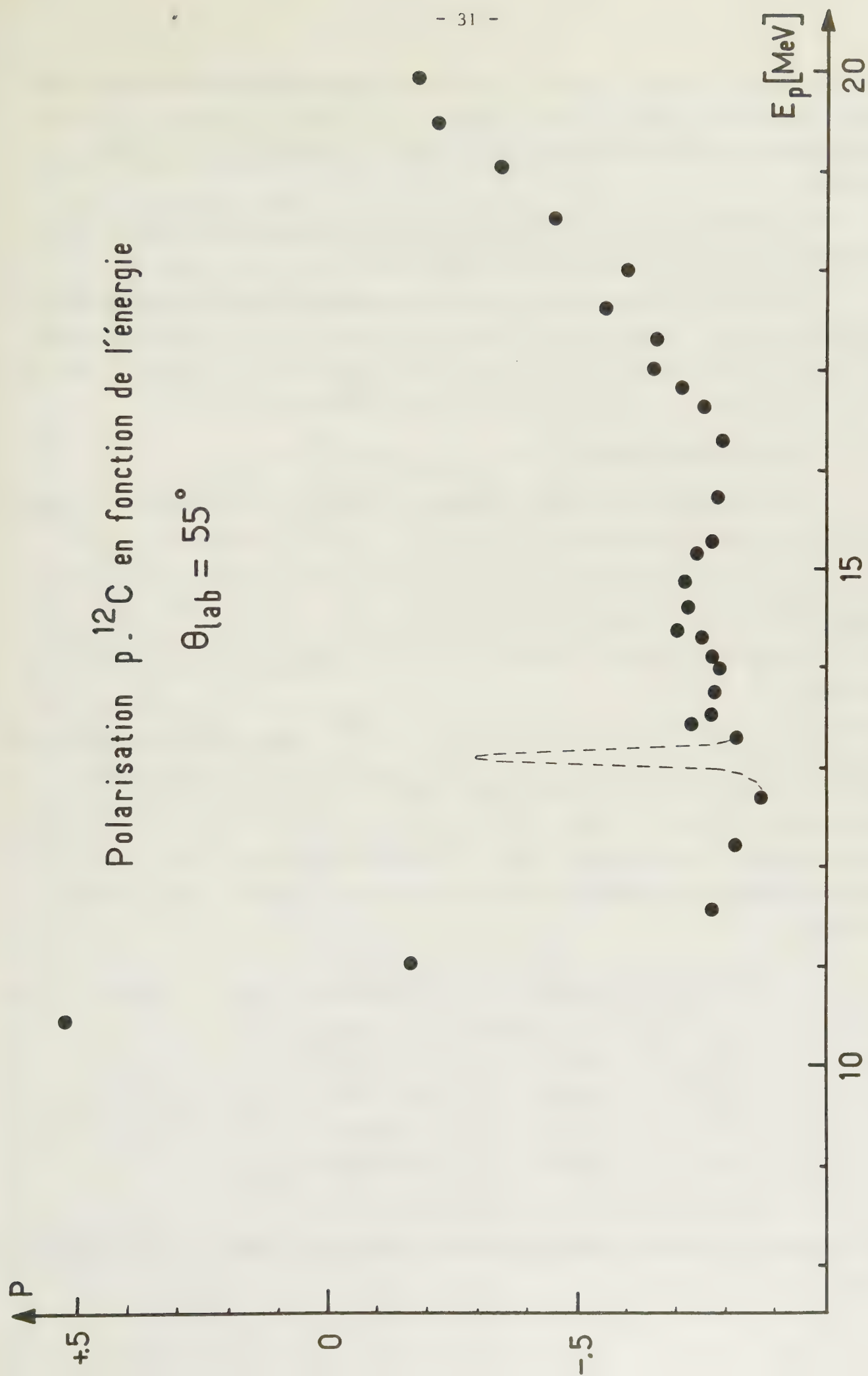


Fig. 10

épais diaphragme en tantale avec deux fentes en croix. Un système de miroirs et une fenêtre transparente dans le plateau supérieur de la chambre permettent de voir la tache lumineuse du faisceau sur le plastique par l'intermédiaire d'une caméra de télévision.

On peut ainsi focaliser la tache à l'aide de Q_2 et la recentrer par rapport au diaphragme de tantale à l'aide des aimants H_1 et V_1 .

Chacun de ces derniers est constitué de deux bobines branchées en parallèle, placées de part et d'autre du tube d'arrivée du faisceau. Deux alimentations stabilisées permettent de faire varier le courant dans chaque paire de bobines et donc le champ magnétique vertical (pour H_1) ou horizontal (pour V_1) ainsi créé.

III.2.4. Les cibles utilisées

Dans le choix de nos cibles, nous avons exclu : i) les noyaux ayant un rapport I/A petit, à cause d'une dépendance probable de l'interaction spin-spin en $1/A$ (FES 58) et d'une croissance avec le spin nucléaire I (STA 67) ; ii) ceux dont le premier niveau excité est très près du fondamental ($E_x \approx 700$ keV), pour éviter toute contamination de protons diffusés inélastiquement (voir ci-dessous, paragraphe 2.5; iii) les noyaux pour lesquels la fabrication de cibles épaisses rencontre de grandes difficultés.

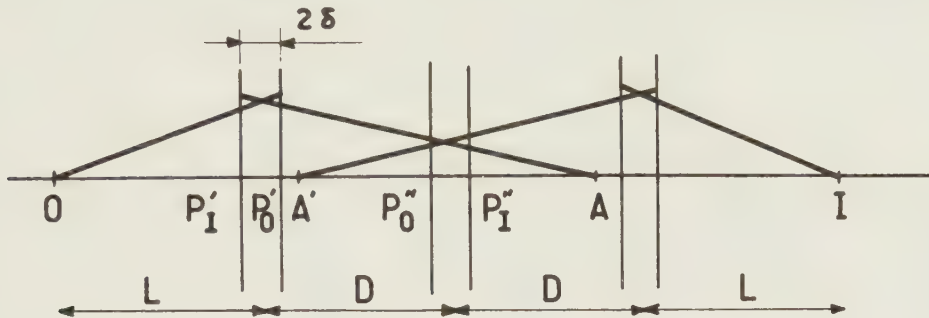
A part ^{27}Al , nous avons ainsi retenu ^9Be et ^{10}B . Tandis que l'aluminium et le béryllium existaient sous forme de cibles épaisses, le bore-10, en provenance de Harwell, se présentait sous forme de poudre. Nous en avons obtenu une cible par pastillage sans utilisation de liant sous une pression de 1t/cm^2 . Une cible de silicium naturel très pur, donc constituée à 95,3 % de noyaux à spin nul, servait pour une mesure de contrôle. Les caractéristiques des cibles sont résumées dans le tableau ci-dessous :

	enrichissement	épaisseur
^{27}Al	(100 %)	72 mg/cm^2
^9Be	(100 %)	162 mg/cm^2
^{10}B	> 92 %	98 mg/cm^2
Si	naturel	$64,5 \text{ mg/cm}^2$

Les épaisseurs ont été déterminées par pesée et sont donc affectées d'une erreur d'environ 15 %.

III.2.5. Le système de refocalisation

Il a pour rôle de reproduire, sur le carbone du polarimètre, une image identique du faisceau diffusé à l'angle θ , à la sortie de la cible. Ceci peut être réalisé à l'aide d'un système symétrique de trois lentilles quadrupolaires magnétiques (ENG 61, O'CON 64). La figure ci-dessous montre le principe de notre système de trois lentilles identiques dans le plan convergent (c'est-à-dire le plan dans lequel la première lentille a un effet convergent).



P_O et P_I sont les plans focaux objet et image, distants de 2δ , O et I sont respectivement l'objet et l'image.

L'équation d'une lentille optique donne alors :

$$\frac{1}{O P'_O} + \frac{1}{A P'_I} = \frac{1}{f_c} ,$$

$$\frac{1}{A P''_O} + \frac{1}{A' P''_I} = \frac{1}{f_d} .$$

Comme le système est symétrique par rapport à la lentille centrale

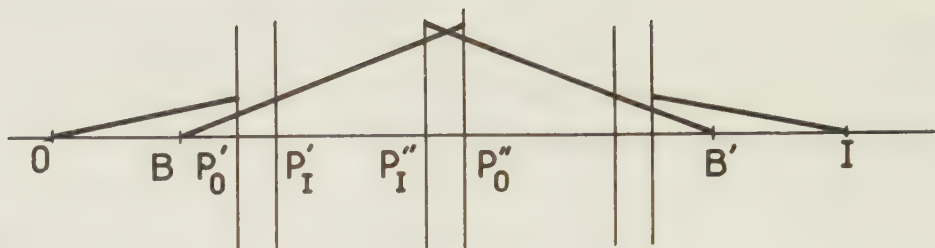
$$A P''_O = A' P''_I = 2 f_d$$

et la première équation donne

$$\frac{1}{L+\delta} + \frac{1}{2f_d+D} = \frac{1}{f_c} . \quad (3.6)$$

L'équation pour la troisième lentille donne le même résultat à cause de la symétrie du système.

Dans le plan divergent, on a par contre :



$$-\frac{1}{O P'_0} + \frac{1}{B P'_I} = \frac{1}{f_d}$$

$$\frac{1}{B P''_0} + \frac{1}{B' P''_I} = \frac{1}{f_c}$$

ce qui donne

$$\frac{1}{L-\delta} - \frac{1}{2f_c - D} = -\frac{1}{f_d} \quad (3.7)$$

Connaissant δ et les distances focales f_c et f_d , on peut donc déterminer L et D d'après les équations (3.6) et (3.7). Or, f_c , f_d et δ sont données par (STE 63, ENG 61) :

$$f_c = \frac{\ell}{\alpha \sin \alpha} \sim \frac{\ell}{\alpha^2} \left[1 + \frac{\alpha^2}{6} + \frac{7\alpha^4}{360} \right]$$

$$f_d = \frac{\ell}{\alpha \operatorname{sh} \alpha} \sim \frac{\ell}{\alpha^2} \left[1 - \frac{\alpha^2}{6} + \frac{7\alpha^4}{360} \right]$$

$$\delta = \ell \left[\frac{1 - \cos \alpha}{\alpha \cos \alpha} - \frac{1}{2} \right] \sim \frac{\ell \alpha^2}{24}$$

où ℓ est la longueur magnétique d'une lentille, soit 30 cm dans notre cas, et

$$\alpha = \frac{\ell}{d} \sqrt{\frac{3,2 \pi \text{ IN}}{B \rho}}$$

avec d le diamètre pôle à pôle d'une lentille, soit 12 cm ; NI le nombre d'ampères-tours par pôle ($N=194$), $B\rho$ la rigidité magnétique des particules en gauss $\times$ cm, soit

$$1,445 \times 10^5 \sqrt{E_0 [\text{MeV}]} .$$

OPTIQUE DU TRIplet MAGNETIQUE

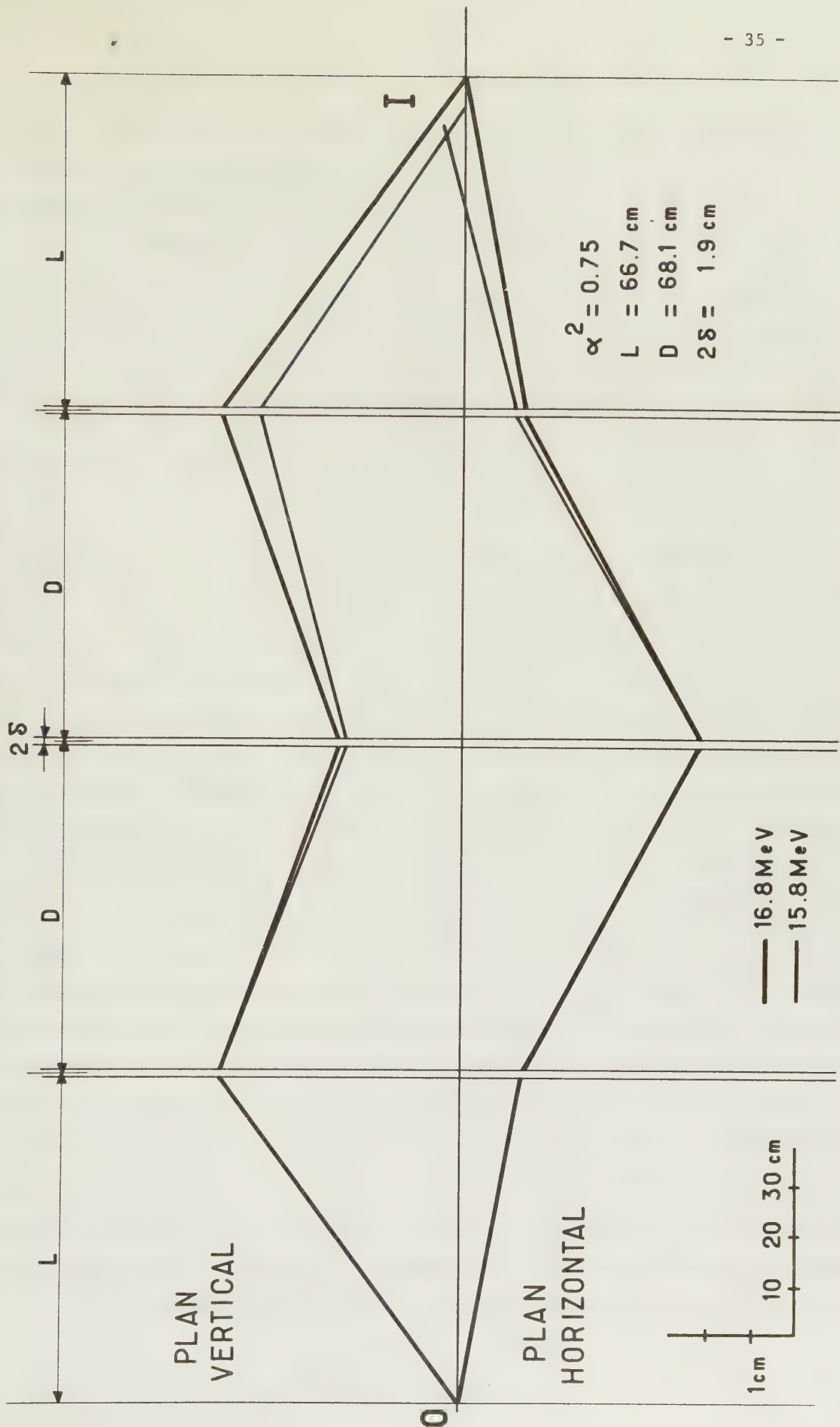


Fig. 11

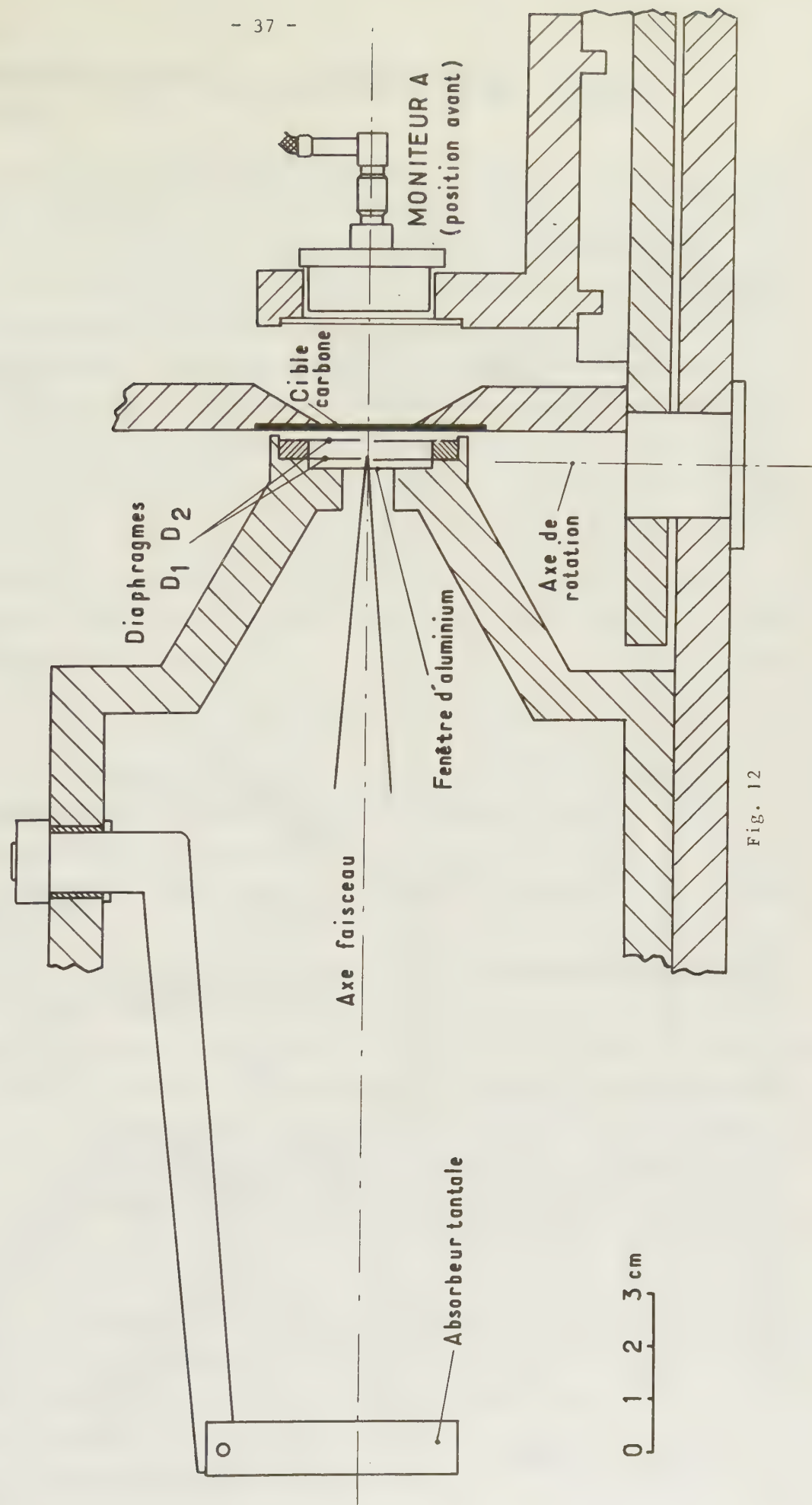
Dans nos expériences, nous avons toujours $E_0 = 16,83 \text{ MeV}$, donc $\alpha^2 = 2,05 \times 10^{-2} I_{\text{Amp}}$.

Les positions définitives des lentilles ont été choisies pour $\alpha^2 = 0,75$, soit $L = 66,7 \text{ cm}$, $D = 68,1 \text{ cm}$. Le point de refocalisation se trouvera par conséquent à une distance $2(L+D) = 269,6 \text{ cm}$ du centre de la chambre de diffusion.

Un tube à vide va de la chambre au polarimètre. Son axe se confond avec l'axe optique des quadrupôles. Solidaire de la chambre, il se termine (0,7 cm avant la cible du polarimètre) par une fenêtre d'aluminium de $4,75 \text{ mg/cm}^2$. Son diamètre intérieur est de 11,2 cm. Les rayons extrêmes du faisceau et leur chemin optique à travers le système magnétique est représenté sur la figure 11. On en déduit l'acceptance angulaire du triplet comme $\pm 4,7^\circ$ dans le plan vertical (qui correspond au plan "convergent") et $\pm 1,2^\circ$ dans le plan horizontal.

A des particules d'une énergie inférieure à $E_0 = 16,83 \text{ MeV}$, correspond un facteur $\alpha^2 > 0,75$, donc des distances focales plus petites que celles correspondant à une énergie E_0 . Elles seront donc refocalisées avant. Sur la figure 11 sont tracés les rayons limites d'un faisceau d'énergie $E_0 - 1 \text{ MeV}$. Pour trouver leur chemin optique, on calcule f_c et f_d d'après les formules ci-dessus et on applique par exemple la méthode semi-graphique de Draper (DRA 63). On voit, d'après cette figure, qu'un pourcentage non négligeable de protons qui proviennent d'une diffusion inélastique correspondant à une perte d'énergie de l'ordre de 1 MeV peuvent atteindre la cible du polarimètre. Le système de détection risque alors de ne pas les séparer totalement des protons diffusés élastiquement. Un absorbeur en tantale, de dimension $49 \times 2 \text{ mm}$ et épais de 10 mm, a donc été introduit dans l'axe du triplet à 19,5 cm du point E de refocalisation (voir figure 12). Cette distance correspond à celle de la focale verticale pour les protons ayant excité le premier niveau (840 keV) de ^{27}Al , dont l'importance par rapport aux protons diffusés élastiquement est relativement grande. L'absorbeur est soutenu par un bras en aluminium, qui permet de le déplacer latéralement et d'en modifier l'inclinaison (la focale est en effet inclinée d'environ 7° par rapport à la verticale). Dans le cas de l'aluminium, on parvient ainsi à éliminer la quasi-totalité des protons "inélastiques". Pour les autres noyaux étudiés, leur importance par rapport aux "élastiques" est beaucoup moins grande, de sorte que leur élimination pratiquement totale, contrôlée par le moniteur A, peut être assurée même avec un absorbeur en position non optimale. Notons enfin qu'avant la première lentille se trouve un électro-aimant (H_2) créant un champ magnétique vertical destiné à des corrections horizontales de la direction du faisceau.

COUPE VERTICALE DU POLARIMETRE AVEC ABSORBEUR ET DIAPHRAGMES



COUPE HORIZONTALE DU POLARIMETRE

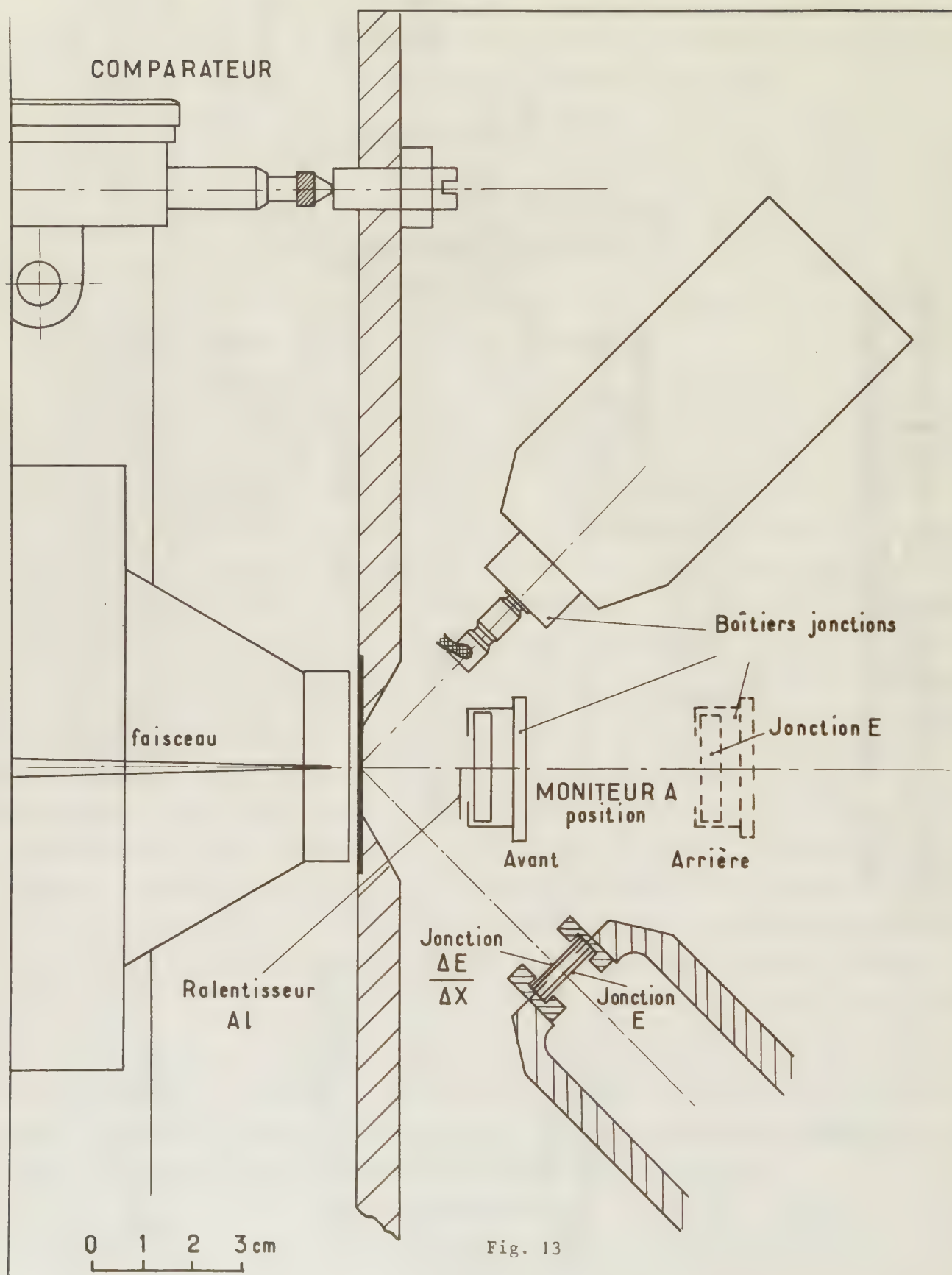


Fig. 13

III.2.6. Le polarimètre

Une coupe verticale et une coupe horizontale du polarimètre sont représentées sur les figures 12 et 13. Au point de refocalisation se trouve un diaphragme de 2 mm (horizontal) sur 4 mm, D_1 . D_2 est un diaphragme anti-diffusion de $2,4 \times 5$ mm, à 3,5 mm de D_1 . La cible de carbone à 6 mm, du point de refocalisation, a une épaisseur de $105,7 \text{ mg/cm}^2$ correspondant à une perte d'énergie de 3 MeV pour des protons de 16,8 MeV. Les deux télescopes à jonctions détectent les protons diffusés à $45,4^\circ \pm 5,5^\circ$ à droite et à gauche, angles définis par les deux diaphragmes D_3 , situés à 56,48 mm du centre de la cible et limitant la surface utile des détecteurs à $8 \times 40 \text{ mm}^2$. Chaque télescope est constitué de deux détecteurs à barrières de surface, dont le premier, d'une épaisseur de 400 μm , travaille en $\Delta E/\Delta X$, tandis que le deuxième est un détecteur E épais de 1 mm. L'énergie des protons atteignant les détecteurs gauche ou droit après diffusion élastique dans le carbone varie entre 10,3 MeV et 13,3 MeV. Ils traversent donc tous la jonction mince, sont arrêtés dans la jonction épaisse, et identifiés par coïncidence.

Un détecteur semiconducteur à jonction de 3,5 mm d'épaisseur, appelé moniteur A, est placé dans l'axe du faisceau soit à 27 mm, soit à 73 mm du point de refocalisation. Pendant la mesure du paramètre D, on couvre une moitié du moniteur A d'une feuille d'aluminium de 0,2 mm d'épaisseur. Si le faisceau est bien centré sur le carbone, le détecteur compte un nombre égal de protons de 13,8 MeV et de 12,3 MeV, ralentis par l'aluminium. Ceci permet de vérifier en permanence le bon centrage du faisceau.

L'ensemble du polarimètre - cible et détecteurs - est monté sur un plateau qui peut tourner de $\pm 2^\circ 5'$ autour d'un axe vertical passant par le point de refocalisation. Ceci permet : i) d'axer correctement le polarimètre par rapport au faisceau; ii) de simuler de fausses asymétries pour déterminer des paramètres nécessaires pour les corrections (voir plus loin, chapitre III.3) ; iii) de mesurer la distribution d'intensité et d'asymétrie du faisceau à l'intérieur de son cône d'ouverture. Cette dernière mesure se fait en enlevant la cible de carbone et en mettant un diaphragme vertical de 0,2 mm devant la jonction A en position éloignée. Par rotation du plateau on peut ainsi explorer tout le faisceau.

La rotation du polarimètre est assurée par un petit moteur électrique, télécommandé à partir de la salle de mesures. La position angulaire est repérée, à mieux que $0,005^\circ$ près, par un comparateur vu par une caméra de télévision.

A partir de la fenêtre d'aluminium qui referme le tube à vide 1 mm avant le diaphragme D_1 , le parcours des particules est dans l'air.

III.2.7. Electronique

La figure 14 représente le schéma des circuits électroniques des chaînes de détection. A chacun des détecteurs est associé un préamplificateur de charge (PAC) auquel fait suite un amplificateur proportionnel (A) par chaîne de détection. Parallèlement, les signaux à la sortie du préamplificateur sont repris par un circuit logique. Ce dernier est constitué d'un discriminateur d'amplitude bas niveau (DBN) chargé d'éliminer les signaux de bruit de fond, d'un monostable de mise en forme logique (non représenté sur le schéma), suivi - pour les chaînes "gauche" et "droite"- d'un circuit de coïncidences (ET) entre les signaux provenant des détecteurs ΔE et E. Un autre monostable (MONO 2,5 μs) remet les signaux logiques sous une forme adaptée à la commande de la porte P qui fait suite à l'amplificateur des circuits analogiques.

Les signaux ayant passé la porte P, proportionnels à l'énergie des particules détectées, sont conduits, par l'intermédiaire d'un mélangeur, vers un convertisseur analogue-numérique Type CA 13 "Intertechnique", permettant le stockage des informations dans l'analyseur multiparamétrique BM 96 "Intertechnique" qui comprend un bloc à mémoires de ferrite à 4096 adresses.

L'aiguilleur AP 32, attaqué par les signaux logiques remis en forme par des monostables (MONO 400 μs), assure le stockage des informations dans des zones différentes de la mémoire du BM 96, selon qu'ils proviennent de la chaîne "gauche", "droite" ou "Moniteur A". Une modification d'adresse supplémentaire est gouvernée par l'horloge de spin. On obtient ainsi, en sortie de résultats, deux fois trois spectres d'énergie à 128 canaux chacun, c'est-à-dire un spectre par chaîne de détection et par état de polarisation. On peut donc stocker les résultats de plusieurs runs dans la mémoire du BM 96.

Lorsque la mémoire est remplie, la sortie des résultats peut se faire soit sur imprimante soit - plus rapidement - sur bande magnétique d'un ordinateur PDP8 qui permet, par ailleurs, un dépouillement partiel des mesures à l'aide d'un écran de visualisation, un stylo de pointage et des programmes effectuant directement certains calculs d'asymétrie et de dissymétrie.

Les signaux des détecteurs du polarimètre "amont" sont amplifiés de façon identique à celle des autres chaînes de détection, avant d'être discriminés et mis en forme pour pouvoir être stockés dans des échelles de comptage.

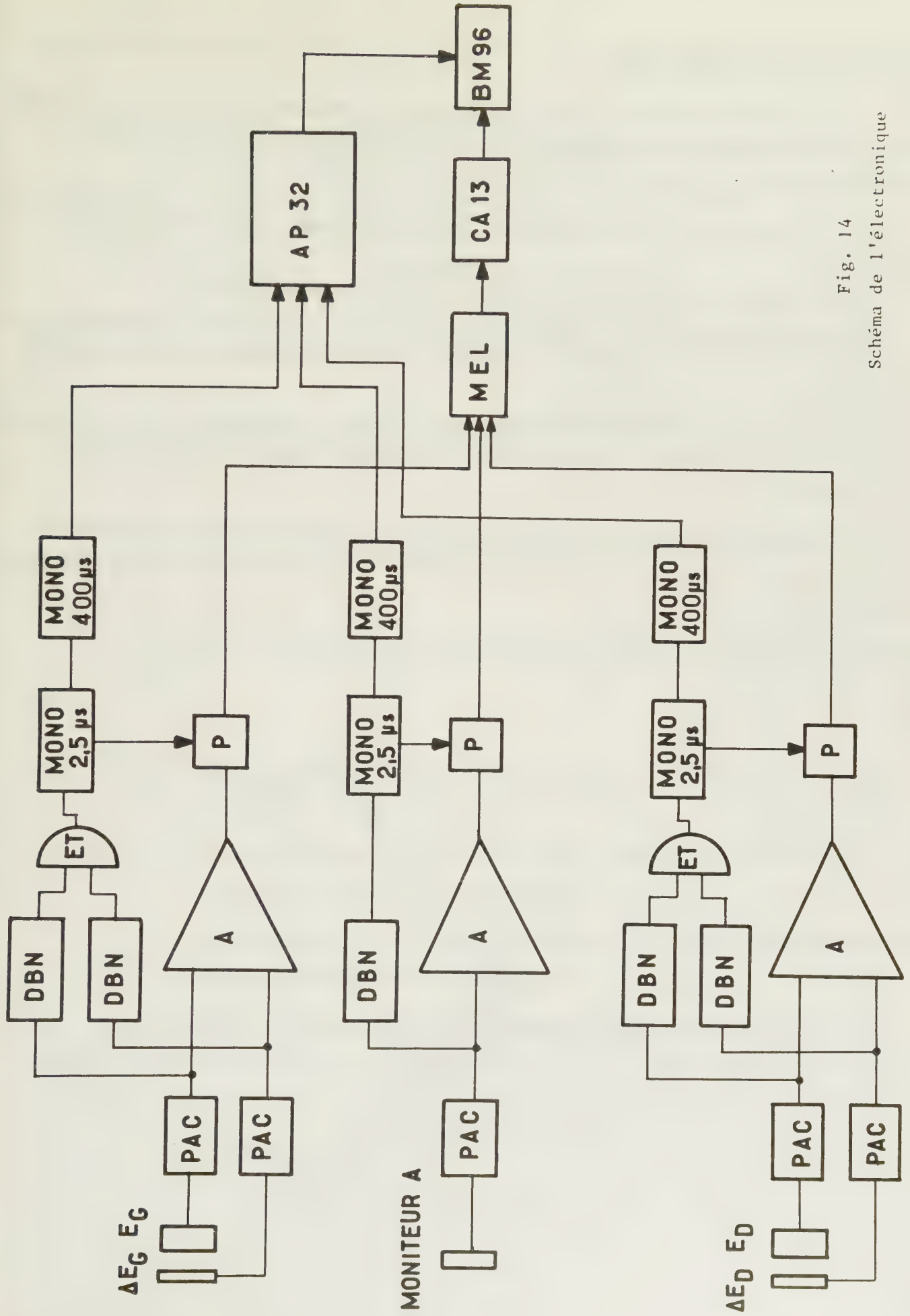


Fig. 14
Schéma de l'électronique

III.3. CALCUL DES CORRECTIONS

Les relations (3.1) et (3.2) qui relient les taux de comptage dans les détecteurs du polarimètre aux paramètres P , A , D , π_0 et P_i ne tiennent pas compte de plusieurs sources d'erreurs possibles, qui sont notamment :

- . une différence de la polarisation du faisceau incident selon l'état de spin ($P_i^+ \neq P_i^-$) ;
- . une différence d'efficacité entre les compteurs gauche et droit ;
- . l'ouverture angulaire non négligeable du triplet, ce qui a pour conséquence que la section efficace et l'asymétrie ne peuvent pas être considérées comme constantes à l'intérieur du cône d'ouverture ;
- . la taille non ponctuelle du faisceau sur la cible du polarimètre. Or, la position d'une particule détermine, avec son angle d'incidence, l'angle de diffusion dans le polarimètre.

Regardons en effet une particule qui arrive à une distance x du centre de la cible sous un angle α avec l'axe du polarimètre et à l'endroit P dans la jonction droite (figure 15).

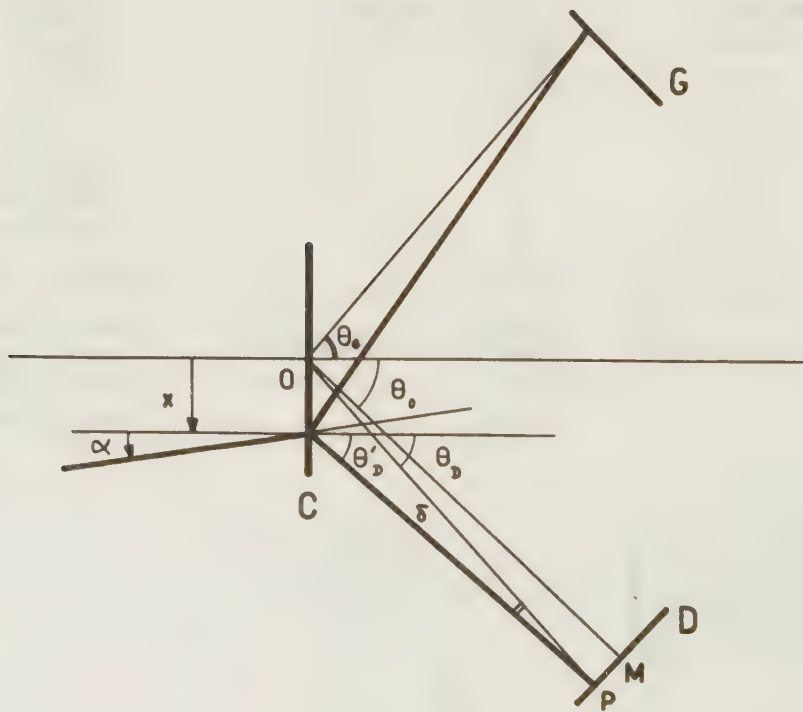


Fig. 15

Elle a subi une diffusion de $\theta_D' = \theta_D - \delta + \alpha$.

Or

$$\delta \sim \frac{x}{OP} \cos \theta_D \sim \frac{x}{OM} \cos \theta_D \sim \frac{x}{d} \cos \theta_O . \quad (d = OM)$$

De même $\theta_G' = \theta_G + \delta - \alpha$ pour une diffusion à gauche, soit en résumé

$$\theta_{G,D}' = \theta_{G,D}' \mp \beta, \quad \text{en posant } \beta = \alpha - \frac{x}{d} \cos \theta_O .$$

Compte tenu de ces points, les comptages gauche et droit s'écrivent, en toute généralité

$$\begin{aligned} d^3 G^\pm &= N(\alpha, x) [1 \pm P_i^\pm A(\alpha, x)] \sigma(\theta_G') [1 + \pi(\theta_G') \frac{P(\alpha, x) \pm P_i^\pm D(\alpha, x)}{1 \pm P_i^\pm A(\alpha, x)}] [1 + \epsilon] \times dx \, d\alpha \, d\theta_G \\ &= N(\alpha, x) \sigma(\theta_G') [1 \pm P_i^\pm A(\alpha, x) + \pi(\theta_G') P(\alpha, x) \pm P_i^\pm \pi(\theta_G') D(\alpha, x)] [1 + \epsilon] \times dx \, d\alpha \, d\theta_G \end{aligned}$$

et

$$d^3 D^\pm = N(\alpha, x) \sigma(\theta_D') [1 \pm P_i^\pm A(\alpha, x) + \pi(\theta_D') P(\alpha, x) \pm P_i^\pm \pi(\theta_D') D(\alpha, x)] [1 - \epsilon] \times dx \, d\alpha \, d\theta_D$$

avec

$N(\alpha, x)$, $A(\alpha, x)$: nombre et asymétrie des protons arrivant sur la cible de ^{12}C sous l'angle α et à la position x ,

σ : section efficace différentielle de la cible du polarimètre,

π : le pouvoir analyseur du polarimètre,

ϵ : la "fausse asymétrie" liée à la différence d'efficacité des jonctions droite et gauche.

Pour pouvoir mettre sous une forme concise les quatre combinaisons des comptages qui nous intéressent (voir paragraphe I), nous introduisons les notations suivantes :

$$\overline{P_i} = \frac{1}{2} [P_i^+ + P_i^-]$$

$$\Delta P_i = \frac{1}{2} [P_i^+ - P_i^-] .$$

On peut alors écrire :

$$\begin{pmatrix} d^3(G^+ + G^- + D^+ + D^-) \\ d^3(G^+ + G^- - D^+ - D^-) \\ d^3(G^+ + D^+ - G^- - D^-) \\ d^3(G^+ - G^- - D^+ + D^-) \end{pmatrix} = 4N \begin{pmatrix} 1 + \Delta P_i A & P + \Delta P_i D & \varepsilon(1 + \Delta P_i A) & \varepsilon(P + \Delta P_i D) \\ \varepsilon(1 + \Delta P_i A) & \varepsilon(P + \Delta P_i D) & 1 + \Delta P_i A & P + \Delta P_i D \\ \bar{P}_i A & \bar{P}_i D & \bar{P}_i \varepsilon A & \bar{P}_i \varepsilon D \\ \bar{P}_i \varepsilon A & \bar{P}_i \varepsilon D & \bar{P}_i A & \bar{P}_i D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma(\theta'_G) + \sigma(\theta'_D) \\ \sigma\pi(\theta'_G) \quad \sigma\pi(\theta'_D) \\ \sigma(\theta'_G) - \sigma(\theta'_D) \\ \sigma\pi(\theta'_G) - \sigma\pi(\theta'_D) \end{pmatrix} \frac{d\alpha}{dx}$$

Les quantités qui figurent dans le vecteur colonne de droite peuvent être développées en séries de puissances en β . En effet :

$$\sigma(\theta'_G)_D = \sigma(\theta_G)_D + \beta \sigma'(\theta_G)_D + \frac{\beta^2}{2} \sigma''(\theta_G)_D + \frac{\beta^3}{6} \sigma'''(\theta_G)_D$$

et

$$\sigma\pi(\theta'_G)_D \sim \sigma\pi(\theta_G)_D + \beta(\sigma\pi)'(\theta_G)_D + \frac{\beta^2}{2} (\sigma\pi)''(\theta_G)_D + \frac{\beta^3}{6} (\sigma\pi)'''(\theta_G)_D.$$

En intégrant sur toute la largeur des jonctions, on obtient, compte tenu du fait que σ est une fonction paire et π une fonction impaire :

$$\begin{aligned} \int_{\theta_0 - \Delta\theta}^{\theta_0 + \Delta\theta} [\sigma(\theta'_G) + \sigma(\theta'_D)] d\theta &= 2 \int [\sigma + \frac{\beta^2}{2} \sigma''] d\theta \equiv \lambda \\ \int [\sigma(\theta'_G) - \sigma(\theta'_D)] d\theta &= 2\beta \int [\sigma' + \frac{\beta^2}{6} \sigma'''] d\theta \equiv \beta\mu \\ \int [\sigma\pi(\theta'_G) + \sigma\pi(\theta'_D)] d\theta &= 2\beta \int [(\sigma\pi)' + \frac{\beta^2}{6} (\sigma\pi)'''] d\theta \equiv \beta\rho \\ \int [\sigma\pi(\theta'_G) - \sigma\pi(\theta'_D)] d\theta &= 2 \int [\sigma\pi + \frac{\beta^2}{2} (\sigma\pi)''] d\theta \equiv \nu \end{aligned}$$

Ceci permet d'écrire :

$$\begin{pmatrix} d^2(G^+ + G^- + D^+ + D^-) \\ d^2(G^+ + G^- - D^+ - D^-) \\ d^2(G^+ + D^+ - G^- - D^-) \\ d^2(G^+ - G^- - D^+ + D^-) \end{pmatrix} = 2\lambda N \begin{pmatrix} 1 + \Delta P_i A & P + \Delta P_i D & \varepsilon(1 + \Delta P_i A) & \varepsilon(P + \Delta P_i D) \\ \varepsilon(1 + \Delta P_i A) & \varepsilon(P + \Delta P_i D) & 1 + \Delta P_i A & P + \Delta P_i D \\ \bar{P}_i A & \bar{P}_i D & \bar{P}_i \varepsilon A & \bar{P}_i \varepsilon D \\ \bar{P}_i \varepsilon A & \bar{P}_i \varepsilon D & \bar{P}_i A & \bar{P}_i D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \beta \frac{\rho}{\lambda} \\ \beta \frac{\mu}{\lambda} \\ \frac{\nu}{\lambda} \end{pmatrix} \frac{d\alpha}{dx}.$$

On peut simplifier considérablement ces relations en tenant compte du fait que ΔP_i et ϵ sont petits devant 1, de même que P et A (tant que nous travaillons aux environs d'un zéro de polarisation). D'autre part, il ressort des définitions de λ , μ , ρ et ν qu'on peut les écrire, au 3ème ordre en β près :

$$\begin{aligned}\lambda &= \lambda_0 + k_\lambda \beta^2 \\ \frac{\rho}{\lambda} &\sim \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 + k_\rho \beta^2 \\ \frac{\nu}{\lambda} &\sim \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 + k_\nu \beta^2 \\ \frac{\mu}{\lambda} &\sim \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0 + k_\mu \beta^2.\end{aligned}$$

En négligeant les termes supérieurs ou égaux au 3ème ordre en β , ΔP_i , ϵ , P ou A, on obtient finalement :

$$d^2(G^+ + G^- + D^+ + D^-) = 4\lambda_0 N \{ 1 + \Delta P_i A + \epsilon \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 (P + \Delta P_i D) + \beta \epsilon \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0 + \beta \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 (P + \Delta P_i D) + \beta^2 k_\lambda \} d\alpha dx$$

$$d^2(G^+ + G^- - D^+ - D^-) = 4\lambda_0 N \{ \epsilon + \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 (P_i + \Delta P_i D) + \beta \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0 \} d\alpha dx$$

$$d^2(G^+ + D^+ - G^- - D^-) = 4\lambda_0 N \bar{P}_i \{ A + \epsilon \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 D + \beta \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 D \} d\alpha dx$$

$$d^2(G^+ - G^- - D^+ + D^-) = 4\lambda_0 N \bar{P}_i \{ \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 D + \epsilon A + \beta \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0 A + \beta \epsilon \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 D + \beta^2 k_\nu D + \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 k_\lambda \beta^2 D \} d\alpha dx$$

Il reste encore à intégrer sur α et x et à normaliser les trois derniers comptages par rapport au premier. Ceci amène à des expressions de la forme

$$\frac{\iint N(\alpha, x) F(\alpha, x) \beta^n d\alpha dx}{\iint N(\alpha, x) d\alpha dx}$$

avec $F(\alpha, x) = 1, A(\alpha, n), P(\alpha, x)$ ou $D(\alpha, x)$ et $n = 0, 1$ ou 2
que nous noterons $F \cdot \beta^n$.

En supposant D constant sur l'ouverture angulaire et $P=A$, on obtient les relations finales :

$$\frac{G^+ + G^- - D^+ - D^-}{\text{somme}} = \epsilon + \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 [\bar{A} + \Delta P_i D] + \bar{\beta} \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0 \quad (3.8)$$

$$\frac{G^+ - G^- + D^+ - D^-}{\text{somme}} = \bar{P}_i \{ \bar{A} + \epsilon \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 D + \bar{\beta} \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 D \} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{G^+ - G^- - D^+ + D^-}{\text{somme}} = & \bar{P}_i \{ D \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 [1 - \Delta P_i \bar{A} - \epsilon \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0 \bar{\beta} - \bar{\beta} A \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0] - \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0^2 D \epsilon \bar{A} - \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0^2 D^2 \epsilon \Delta P_i \\ & - \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 D^2 \Delta P_i \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 \bar{\beta} + D [\epsilon \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 \bar{\beta} + k_\nu \bar{\beta}^2] + \epsilon \bar{A} + \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0 \bar{\beta} A \}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Dans le cas où A ne peut pas être considéré comme petit devant 1 (ce sera le cas pour notre expérience sur le silicium) des termes du second ordre en A s'ajoutent. La relation (3) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \frac{G^+ - G^- - D^+ + D^-}{\text{somme}} = & \bar{P}_i \{ \text{éq. 3.10} \} - \bar{P}_i \{ \epsilon \Delta P_i \bar{A}^2 - \Delta P_i \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0 \bar{A}^2 \bar{\beta} - \epsilon \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 \bar{A}^2 \bar{\beta} - A^2 \bar{\beta}^2 \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0 \\ & - \epsilon^2 \bar{A}^2 \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 - \epsilon^2 \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0 \bar{A}^2 \bar{\beta} \}. \end{aligned} \quad (3.10\text{bis})$$

On voit que l'équation (3.10) respectivement (3.10 bis) - qui nous sert à déterminer la valeur de D - contient un grand nombre de termes correctifs à côté du terme principal $\bar{P}_i \pi_0 D \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0$ (est en effet le pouvoir analyseur du polarimètre). Pour déterminer les paramètres des termes correctifs, il faudrait :

- i) connaître les valeurs de $\bar{P}_i$ et ΔP_i pendant la mesure,
- ii) mesurer les constantes du polarimètre $\left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0$, $\left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0$, $\left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0$, k_ν et ϵ ,
- iii) mesurer $N(\alpha, x)$ et $A(\alpha, x)$ ce qui permet de calculer $\bar{A}$, $\bar{\beta}$, $\bar{\beta}^2$ et $\bar{\beta} A$.

En ce qui concerne le point i), P_i et ΔP_i sont donnés - au facteur constant π_A près - par le polarimètre "amont". Une mesure relativement simple permet de déterminer les constantes énumérées dans le point ii).

En plaçant le polarimètre à l'angle de diffusion 0° , où $A=0$ et $D=1$, sans se servir du triplet magnétique, on aura un faisceau très fin (à ouverture angulaire $< 10^{-3}$ rad) qui nous permettra, par rotation du polarimètre, de faire des mesures différentielles par rapport à l'angle α . Comme, d'autre part, la distribution du faisceau est certainement constante sur la largeur du diaphragme avant la cible on peut identifier $\bar{\beta}$ et $\bar{\beta}^2$ (la moyenne portant maintenant seulement sur la variable x) à α respectivement α^2 .

Donc à 0°, sans triplet

$$\frac{G^+ + G^- - D^+ - D^-}{\text{somme}} = \varepsilon + \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 \Delta P_i + \alpha \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0 \quad (3.11)$$

$$\frac{G^+ - G^- + D^+ - D^-}{\text{somme}} = \bar{P}_i \left\{ \varepsilon \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 + \alpha \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 \right\} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{G^+ - G^- - D^+ + D^-}{\text{somme}} = P_i \left\{ \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 - \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0^2 \varepsilon \Delta P_i + \alpha \left[\varepsilon \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 - \varepsilon \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0 \right. \right. \\ \left. \left. - \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 \Delta P_i \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 \right] + \alpha^2 k_v \right\} . \end{aligned} \quad (3.13)$$

On mesure donc ces quantités en fonction de l'angle de rotation α du polarimètre, tout en contrôlant la polarisation incidente à l'aide du polarimètre amont. Un programme de calcul fait varier les différents paramètres à déterminer pour obtenir un écart quadratique minimal entre les points de mesure et les courbes théoriques calculées d'après les équations 3.11 à 3.13. On trouve ainsi les valeurs de

$$\left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 \cdot \frac{1}{\pi_A}, \text{ soit } \frac{\pi_0}{\pi_A}$$

$$\left(\frac{\mu}{\lambda}\right)_0, \frac{1}{\pi_A} \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0, \varepsilon \text{ et } k_v / \pi_A.$$

La mesure de $N(\alpha, x)$ et $A(\alpha, x)$ peut être faite directement avec le moniteur A et sera décrite plus en détail au paragraphe III.4.

Avec les résultats de ces mesures, on peut donc calculer tous les termes correctifs dont une bonne partie vont d'ailleurs s'avérer négligeables.

III.4. DEROULEMENT DES EXPERIENCES

D'après ce qui a été dit au cours des chapitres précédents, chaque expérience s'effectue en quatre étapes :

- 1) recherche de l'angle de diffusion θ pour lequel $P=0$,
- 2) étude du polarimètre à $\theta=0^\circ$,
- 3) focalisation, élimination des inélastiques, et mesure de $N(\alpha, x)$ et $A(\alpha, x)$ à l'angle θ ,
- 4) mesure de D proprement dite.

1) Connaissant l'épaisseur de la cible à utiliser et son pouvoir ralentisseur pour les protons, on peut calculer l'énergie incidente E_i nécessaire pour avoir une énergie

finale $E_f \sim 16,8$ MeV, compte tenu de l'angle Θ , déterminé grossièrement à partir de valeurs de la littérature.

On mesure alors l'asymétrie du faisceau diffusé aux environs de cet angle à l'aide du moniteur A pour déterminer exactement le zéro de polarisation. Dans le cas où Θ s'avère différent de la valeur prévue, on corrige éventuellement l'énergie incidente. L'angle entre le faisceau incident et la normale de la cible a été choisi dans toutes nos mesures tel que l'énergie des particules à la sortie de la cible est indépendante de l'endroit où a eu lieu la diffusion. Ceci est réalisé (COH 59) si

$$\operatorname{tg} \Theta_{\text{cible}} = \frac{f - \cos \Theta}{\sin \Theta}$$

où

$$f = \frac{(\frac{\partial E}{\partial x})_f}{(\frac{\partial E}{\partial x})_i},$$

le rapport des pertes d'énergies par unité de longueur dans la cible après et avant diffusion.

2) Après avoir placé le polarimètre à l'angle de diffusion 0° , on ralentit le faisceau incident de sorte à avoir la même énergie E_f pour les protons qu'à l'angle Θ . On fait alors des comptages $G^\pm$ et $D^\pm$ pour environ 20 positions angulaires du polarimètre, tout en contrôlant la polarisation incidente après chaque mesure. Les trois combinaisons de comptages (3.11, 3.12 et 3.13) en fonction de α permettront de déterminer $\frac{\pi_0}{\pi_A}$ et les paramètres du polarimètre nécessaires pour les corrections finales.

Pour connaître la variation du pouvoir analyseur en fonction de l'énergie, on fait deux mesures supplémentaires pour une énergie supérieure et inférieure de 300-400 keV à E_f , en plaçant le polarimètre à un angle $\alpha \sim 0$.

3) On revient à l'angle Θ précédemment déterminé, le moniteur A placé en position "approchée", sans diaphragme, et on recherche les meilleures conditions de focalisation en faisant varier le courant du triplet magnétique et de l'aimant d'orientation H_2 . L'absorbeur en tantale est alors introduit dans le faisceau à une position et une inclinaison telles que le rapport protons inélastiques/protons élastiques soit minimal. Pour mesurer $N(\alpha, x)$ et $A(\alpha, x)$, on remplace le diaphragme D_1 de largeur 2 mm par un autre diaphragme vertical, large de 0,2 mm, que l'on peut déplacer horizontalement le long d'une glissière, de sorte à lui faire parcourir toute la largeur du faisceau. Sa position, c'est-à-dire la valeur de x , peut être modifiée à l'aide d'un palmer et fixée à 0,01 mm près. On enlève la cible de carbone et on met le moniteur A en position

"arrière", couvert lui aussi d'un diaphragme de 0,2 mm de largeur. On mesure ainsi l'asymétrie et la section efficace en fonction de α et de x en monitorant par rapport à la cage de Faraday placée dans la chambre de diffusion.

En fait, la mesure n'a été effectuée de façon relativement longue que pour l'une des expériences (celle sur ^9Be). Les résultats montrent en effet (voir ci-dessous, chapitre 5) que l'erreur introduite en négligeant la dépendance de N et A en x , c'est-à-dire en remplaçant $N(\beta)$ par $N(\alpha)$ et $A(\beta)$ par $A(\alpha)$ dans le calcul des termes correctifs, est petite devant les autres erreurs. On s'est donc contenté, dans les autres expériences, de faire la mesure de $N(\alpha)$ et $A(\alpha)$, en mettant, comme au cours de la mesure de D , le diaphragme D_1 .

4) La mesure du paramètre D proprement dite s'effectue en remplaçant la cible de carbone et en "axant" le polarimètre pour avoir une répartition N et A grossièrement symétrique autour du $\alpha_0=0$ ainsi choisi, de façon à avoir des termes correctifs aussi petits que possible. On met le moniteur A , dont une moitié de la surface a été couverte par un ralentisseur de 2/10 mm d'aluminium, en position "rapprochée", ce qui permettra, au cours de la mesure, de déceler un éventuel déplacement du faisceau sur le carbone par une dissymétrie des deux pics ralenti et non ralenti et de le corriger par l'aimant H_2 .

La mesure, c'est-à-dire le comptage dans les télescopes G et D du polarimètre, est divisée en un certain nombre de runs indépendants, d'une durée de 20 à 40 minutes. La polarisation incidente est mesurée régulièrement au cours des runs, généralement toutes les 2 à 4 minutes (10 fois par run), de façon à en avoir un contrôle quasi-continu et une bonne valeur moyenne. Après chaque run, on prend la dissymétrie et l'asymétrie des deux pics du moniteur A (cette dernière valeur indiquant un éventuel changement de l'angle de diffusion).

Dans le cas où il a été nécessaire, au cours de la mesure, de changer le champ de H_2 , on refait des mesures de $N(\alpha)$ et $A(\alpha)$ pour les valeurs extrêmes du champ, de façon à pouvoir inclure l'incertitude sur ces valeurs dans l'erreur dont sont affectés les termes de correction.

Quelques points de mesure à $\theta=0^\circ$ pour $\alpha \sim 0$ permettent finalement de vérifier la valeur de $\frac{\pi_0}{\pi_A}$ et de mettre en évidence une éventuelle dérive de l'énergie durant l'expérience.

III.5. RESULTATS DES MESURES ET DEPOUILLEMENT

Le tableau ci-dessous résume les énergies des protons, les angles de diffusion θ , les angles d'inclinaison des cibles ainsi que les épaisseurs des ralentisseurs d'aluminium du polarimètre amont et le pouvoir analyseur qu'on en déduit à l'aide de la courbe sur la figure 10.

E_0 est l'énergie moyenne de la diffusion, qui a lieu entre $E_0 + \Delta E$ et $E_0 - \Delta E$. L'énergie du faisceau incident est donc $E_i = E_0 + \Delta E$ et la perte en énergie du faisceau qui traverse la cible sous un angle θ_{cible} par rapport à sa normale est égale à $2\Delta E$.

La mesure sur le silicium a été faite à la suite de celle sur l'aluminium sans changer l'énergie incidente. θ_{cible} a donc été choisi dans ce cas de façon à avoir exactement la même énergie de protons dans le polarimètre que pour la mesure sur l'aluminium, et non pas pour obtenir la meilleure résolution en énergie, comme c'était le cas dans les autres mesures.

Tableau IV

Mesure sur	E_0 (MeV)	ΔE (MeV)	θ	θ_{cible}	Polarimètre amont	
					ralentisseur	$ \pi_A $
^{27}Al	17,97	0,83	43°	21,5°	197 mg/cm ²	0,75±0,03
Si	17,85	0,95	44,5°	42°	197 mg/cm ²	0,75±0,03
^9Be	21,35	2,25	58°	42°	350 mg/cm ²	0,75±0,03
^{10}B	19,83	1,30	60°	35°	242 mg/cm ²	0,72±0,03

Etudes du polarimètre à $\theta = 0^\circ$

Les résultats des mesures à 0° sont représentés sur la figure 16. Les barres d'erreur correspondent aux erreurs statistiques, calculées, puisqu'il s'agit toujours d'asymétries de comptages, d'après la relation :

$$\delta\epsilon = \sqrt{\frac{1-\epsilon^2}{N}},$$

où ϵ est l'asymétrie des comptages et N le nombre total de coups enregistrés.

Ces résultats sont ensuite analysés en ajustant aux points de mesures des courbes correspondant aux expressions 3.11, 12 et 13. Le programme, écrit en FORTRAN IV pour le calculateur IBM 360/91, fait varier les paramètres $(\frac{\nu}{\lambda})_0, (\frac{\mu}{\lambda})_0, (\frac{\rho}{\lambda})_0, k_\nu, \epsilon$ et le zéro angulaire α_0 , c.à.d le vrai axe du polarimètre, de façon à rendre minimal l'écart quadratique χ^2 entre les valeurs théoriques et expérimentales, compte tenu des erreurs statistiques sur ces dernières, pour les trois courbes a, b et c à la fois.

ETUDE DU POLARIMETRE A $\Theta=0^\circ$

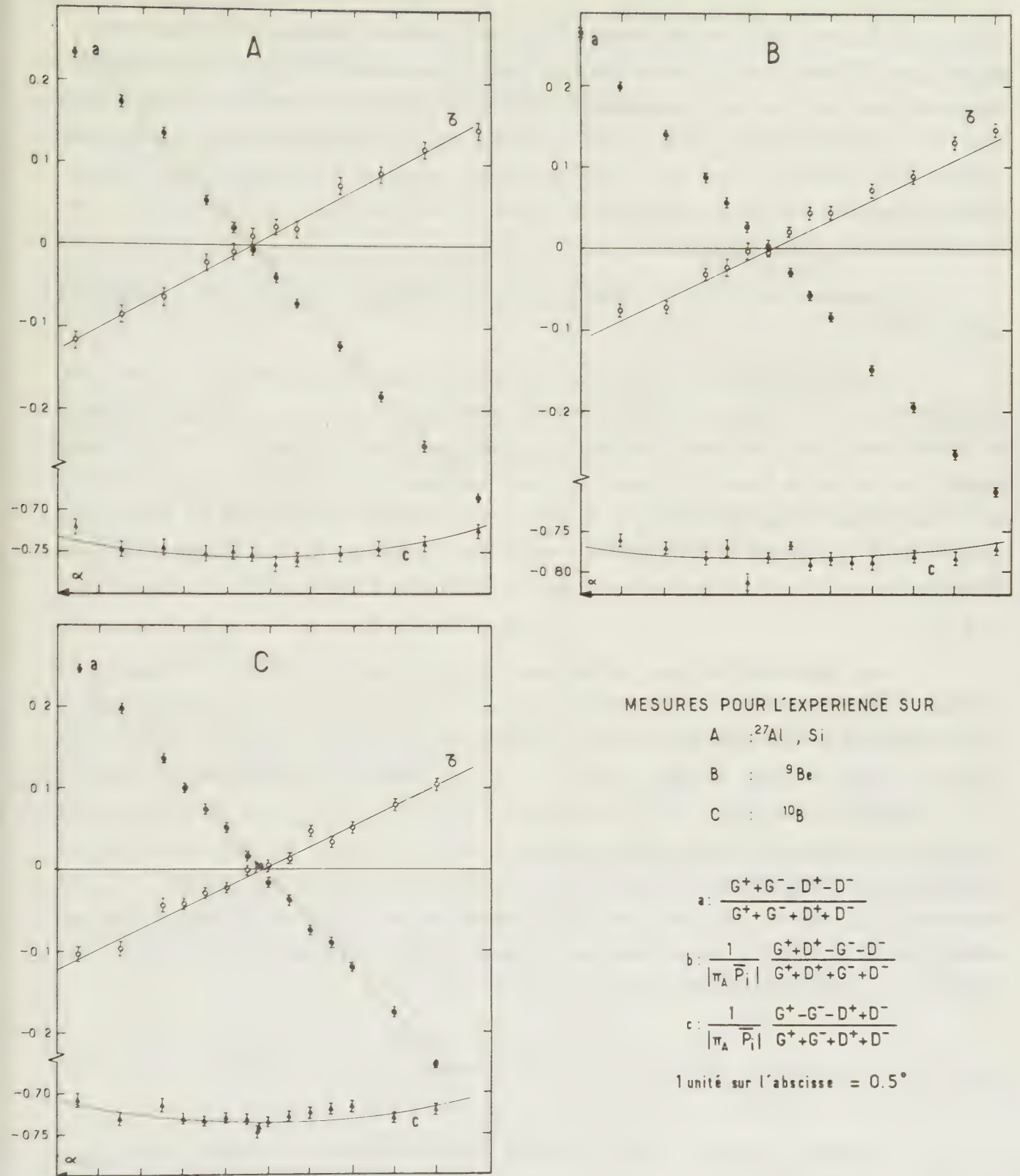


Fig. 16

On trouve ainsi des valeurs optimales pour les quatre premiers paramètres ci-dessus, mais une ambiguïté pour ϵ et α_0 , qui sont fortement liés : pour une même valeur de χ^2 , on peut, dans certaines limites, choisir librement l'un des deux paramètres, fixant ainsi l'autre. Or une telle variation de α_0 ou ϵ ne change pratiquement pas les valeurs des quatre autres paramètres ; en plus, on a, pour toutes valeurs acceptables de α_0 , $|\epsilon| < 10^{-2}$, ce qui rend négligeables tous les termes correctifs contenant ϵ . On peut donc considérer les deux télescopes G et D comme étant également efficaces, définissant ainsi le véritable axe du polarimètre par la valeur de α_0 pour laquelle $\epsilon = 0$.

Les courbes a, b et c tracées sur la figure 16 correspondent à l'ajustage ainsi calculé.

Pour déterminer l'erreur sur la valeur d'un des paramètres trouvés, le programme fixe différentes valeurs pour ce paramètre autour de la valeur optimale et refait des ajustages, tous les autres paramètres étant libres. On définit alors comme limites de la barre d'erreur les deux valeurs du paramètre pour lesquelles le χ^2 par point de mesure est égal à $\chi_{\min}^2 + 1$ (l'écart quadratique χ^2 étant dans ce cas celui d'une des trois courbes, celle qui détermine essentiellement le paramètre en question, c'est-à-dire la courbe a pour $(\frac{\mu}{\lambda})_0$, b pour $(\frac{\rho}{\lambda})_0$ et c pour $(\frac{\nu}{\lambda})_0$ et k_ν).

Les résultats de ces calculs sont donnés dans la première colonne du tableau V. Ce procédé donne des résultats significatifs pour les paramètres qui sont largement indépendants des autres, comme $(\frac{\mu}{\lambda})_0$ et $(\frac{\rho}{\lambda})_0$ (déterminés par les pentes des courbes a resp. b), mais non pour les deux paramètres fortement corrélés $(\frac{\nu}{\lambda})_0$ et k_ν (sommets et courbure de la parabole c). En plus le $\chi_{\min}^2$ est relativement grand pour les courbes c, à cause des fluctuations de la polarisation incidente, ce qui ajoute une erreur systématique à l'erreur statistique sur ces paramètres. On peut cependant s'en affranchir dans une large mesure en procédant de la façon suivante : compte tenu des valeurs des paramètres obtenus et du fait que $|\Delta P_i| < 10^{-2}$, l'équation 3.13 peut maintenant s'écrire :

$$\frac{1}{|\pi_A \bar{P}_i|} \frac{G^+ - G^- - D^+ + D^-}{\text{somme}} = \frac{1}{|\pi_A|} \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 \left[1 + \frac{k_\nu}{\pi_0} \alpha^2\right].$$

On prend alors une valeur moyenne et deux valeurs extrêmes pour le paramètre de courbure $\frac{k_\nu}{\pi_0}$ à partir des résultats obtenus par le premier fit, soit $-5,6 \times 10^{-3}$, $-4,8 \times 10^{-3}$ et $-6,4 \times 10^{-3} \text{ degré}^{-2}$ et on divise les valeurs mesurées par le facteur $(1 + \frac{k_\nu}{\pi_0} \alpha^2)$. On obtient ainsi, pour chacune des mesures, une quinzaine de valeurs pour $\frac{1}{|\pi_A|} \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0$ sur lesquelles on peut moyenner, éliminant ainsi l'erreur systématique puisque les fluctuations de $\bar{P}_i$ tendent à s'annuler pour

un grand nombre de mesures.

Les résultats de ce calcul avec l'erreur statistique sont portés dans le tableau V. On voit qu'ils sont compatibles entre eux et aussi avec les valeurs optimales trouvées pour le premier ajustage, les différences dues aux différentes valeurs de la courbure étant plus petites que l'erreur statistique.

Tableau V

Mesure relative à l'expérience sur	Résultats de l'ajustage dans les paramètres pouvant varier librement	Moyenne sur		
		$\frac{1}{ \pi_A \bar{P}_i } \frac{G^+ - G^- - D^+ + D^-}{G^+ + G^- + D^+ + D^-} \times \frac{1}{1 + \frac{k_v}{\pi_o} \alpha^2}$		
		$\frac{k_v}{\pi_o} = -4,8 \times 10^{-3}$	$\frac{k_v}{\pi_o} = -5,6 \times 10^{-3}$	$\frac{k_v}{\pi_o} = -6,4 \times 10^{-3}$
²⁷ Al, Si	$(\frac{\mu}{\lambda})_o = +0,1154 \pm 0,0040/\text{degré}$			
	$\frac{1}{ \pi_A } (\frac{\nu}{\lambda})_o = -0,7570$	- 0,7545 ± 0,0025	- 0,7557 ± 0,0025	- 0,7569 ± 0,0025
	$\frac{1}{ \pi_A } (\frac{\rho}{\lambda})_o = -0,0554$ ± 0,0070/degré			
	$\frac{k_v}{\pi_o} = -0,0065/\text{degré}^2$			
⁹ Be	$(\frac{\mu}{\lambda})_o = +0,1133$ ± 0,0030/degré			
	$\frac{1}{ \pi_A } (\frac{\nu}{\lambda})_o = -0,7841$	- 0,7845 ± 0,0020	- 0,7854 ± 0,0020	- 0,7862 ± 0,0020
	$\frac{1}{ \pi_A } (\frac{\rho}{\lambda})_o = -0,0543$ ± 0,0056/degré			
	$\frac{k_v}{\pi_o} = -0,0044/\text{degré}^2$			
¹⁰ B	$(\frac{\mu}{\lambda})_o = +0,1140$ ± 0,0050/degré			
	$\frac{1}{ \pi_A } (\frac{\nu}{\lambda})_o = -0,7350$	- 0,7341 ± 0,0014	- 0,7346 ± 0,0014	- 0,7350 ± 0,0014
	$\frac{1}{ \pi_A } (\frac{\rho}{\lambda})_o = -0,0499$ ± 0,0082/degré			
	$\frac{k_v}{\pi_o} = -0,0063/\text{degré}^2$			

Il reste encore à assigner une erreur au paramètre de courbure $\frac{k_v}{\pi_0}$. On peut l'évaluer à l'aide des mesures pour l'expérience sur l'aluminium et le silicium, où la polarisation incidente était très stable. En faisant varier k_v jusqu'à ce que la courbe théorique passe par les limites de la barre d'erreur pour $\frac{\pi_0}{\pi_A}$, on obtient deux valeurs extrêmes qui donnent une indication de l'erreur sur la courbure. On la surestime plutôt en adoptant, pour toutes les trois mesures :

$$\frac{k_v}{\pi_0} = - 0,0056 \pm 0,0016 \text{ degrés}^{-2}.$$

Les comptages effectués à des énergies de protons différentes de l'énergie nominale permettent de déterminer la variation du pouvoir d'analyse en fonction de l'énergie comme :

$$\left(\frac{d\pi_0}{dE} \right)_{E_0 \sim 15,3 \text{ MeV}} = - 0,044 \pm 0,012/\text{MeV} . \quad (3.14)$$

Le pouvoir analyseur π_0 pour un faisceau de 16,8 MeV tombant perpendiculairement sur la cible de carbone peut être obtenu à l'aide des valeurs pour $|\pi_A|$ (tableau IV) :

$$\pi_0 = - 0,556 \pm 0,015 . \quad (3.15)$$

Cette valeur est une moyenne sur les trois mesures, compte tenu d'une correction sur le résultat de l'expérience faite sur ^{10}B , où l'énergie était légèrement plus élevée, soit environ 17,1 MeV.

Mesure de $N(\alpha, x)$ et $A(\alpha, x)$ et importance de la dépendance en x .

Nous avons vu au paragraphe III.3 que des expressions de la forme

$$\frac{1}{\beta^n} = \frac{\iint \beta^n N(\alpha, x) d\alpha dx}{\iint N(\alpha, x) d\alpha dx} \quad n = 1, 2$$

et

$$\frac{1}{A\beta^n} = \frac{\iint \beta^n A(\alpha, x) N(\alpha, x) d\alpha dx}{\iint N(\alpha, x) d\alpha dx} \quad n = 0, 1$$

avec :

$$\beta = \alpha - x \frac{\cos \theta_0}{d}$$

interviennent dans les termes correctifs. Pour les calculer, on doit donc mesurer

N et A en fonction des deux variables α et x, calculer ensuite les fonctions

$$N(\beta) = \int_{\beta=C^{te}} N(\alpha, x) A(\alpha, x) dx$$

et

$$NA(\beta) = \int_{\beta=C^{te}} N(\alpha, x) A(\alpha, x) dx$$

et effectuer finalement les intégrations sur β pour obtenir les valeurs moyennes $\overline{\beta^n}$ et $\overline{A\beta^n}$. Ce procédé demande donc, à part la mesure relativement longue de $N(\alpha, x)$ et $A(\alpha, x)$, de nombreuses intégrations numériques.

Le problème se simplifie considérablement si l'on peut séparer les deux variables α et x et supposer constante la distribution de N et de A en fonction de x. Dans ce cas on aurait, en effet :

$$\begin{aligned} \overline{\beta} &= \overline{\alpha} \\ \overline{\beta^2} &= \overline{\alpha^2} + \left(\frac{\cos \theta_0}{d}\right)^2 \frac{\Delta a^2}{3} \\ \overline{A(\beta)} &= \overline{A(\alpha)} \\ \overline{A\beta} &= \overline{A\alpha} \end{aligned}$$

pour un diaphragme de demi-largeur Δa , et il suffirait de mesurer $N(\alpha)$ et $A(\alpha)$ avec le diaphragme large qui sera utilisé pendant la mesure de D, pour atteindre les valeurs ci-dessus.

Pour évaluer la validité de cette approximation, nous avons fait une mesure complète de $N(\alpha, x)$ et $A(\alpha, x)$ dans les conditions de l'expérience. Nous avons utilisé pour cette mesure la cible de ^9Be . Toutefois les résultats s'appliquent à toutes nos expériences, puisqu'ils ne dépendent que du système et des conditions de refocalisation, qui étaient les mêmes dans tous les cas.

A partir des valeurs mesurées, nous avons tracé les courbes de niveau pour les fonctions $N(\alpha, x)$ et $\frac{1}{|\pi_A|} NA(\alpha, x)$. En coupant ces surfaces suivant des droites $\beta=\text{constante}$, et en intégrant, on détermine

$$N(\beta) = \int_{\beta=C}^{\text{te}} N(\alpha, x) dx$$

$$\frac{1}{|\pi_A|} NA(\beta) = \frac{1}{|\pi_A|} \int_{\beta=C}^{\text{te}} N(\alpha, x) A(\alpha, x) dx.$$

D'autre part, l'intégration sur x avec $\alpha = \text{constante}$ donne les fonctions

$$N(\alpha) = \int N(\alpha, x) dx$$

$$\frac{1}{|\pi_A|} NA(\alpha) = \frac{1}{|\pi_A|} \int N(\alpha, x) A(\alpha, x) dx.$$

Ces quatre fonctions sont tracées sur la figure 17. Les intégrations sur α respectivement β donnent alors

$$\begin{aligned} \int N(\alpha) d\alpha &= 2037,9 \times 10^3 & \int N(\beta) d\beta &= 2059,3 \times 10^3 \\ \bar{\alpha} &= \frac{\int \alpha N(\alpha) d\alpha}{\int N(\alpha) d\alpha} = + 0,07697 \text{ degrés} & \bar{\beta} &= \frac{\int \beta N(\beta) d\beta}{\int N(\beta) d\beta} = 0,05152 \text{ degrés} \\ \overline{\alpha^2} &= \frac{\int \alpha^2 N(\alpha) d\alpha}{\int N(\alpha) d\alpha} = 0,93892 \text{ degrés}^2 & \overline{\beta^2} &= \frac{\int \beta^2 N(\beta) d\beta}{\int N(\beta) d\beta} = 1,7067 \text{ degrés}^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\pi_A|} \bar{A}(\alpha) &= \frac{1}{|\pi_A|} \frac{\int \alpha NA(\alpha) d\alpha}{\int N(\alpha) d\alpha} = - 0,01634 & \frac{1}{|\pi_A|} \bar{A}(\beta) &= \frac{1}{|\pi_A|} \frac{\int NA(\beta) d\beta}{\int N(\beta) d\beta} = - 0,01632 \\ \frac{1}{|\pi_A|} \overline{\alpha A} &= \frac{1}{|\pi_A|} \frac{\int \alpha NA(\alpha) d\alpha}{\int N(\alpha) d\alpha} = - 0,05067 \text{ degrés} & \frac{1}{|\pi_A|} \overline{\beta A} &= \frac{1}{|\pi_A|} \frac{\int \beta NA(\beta) d\beta}{\int N(\beta) d\beta} = - 0,05232 \text{ degrés}. \end{aligned}$$

On voit que l'égalité de $\bar{A}(\alpha)$ et $\bar{A}(\beta)$, ainsi que des intégrales sur $N(\alpha)$ et $N(\beta)$ - qui doivent être identiques quelles que soient les corrélations entre α et x , puisqu'il

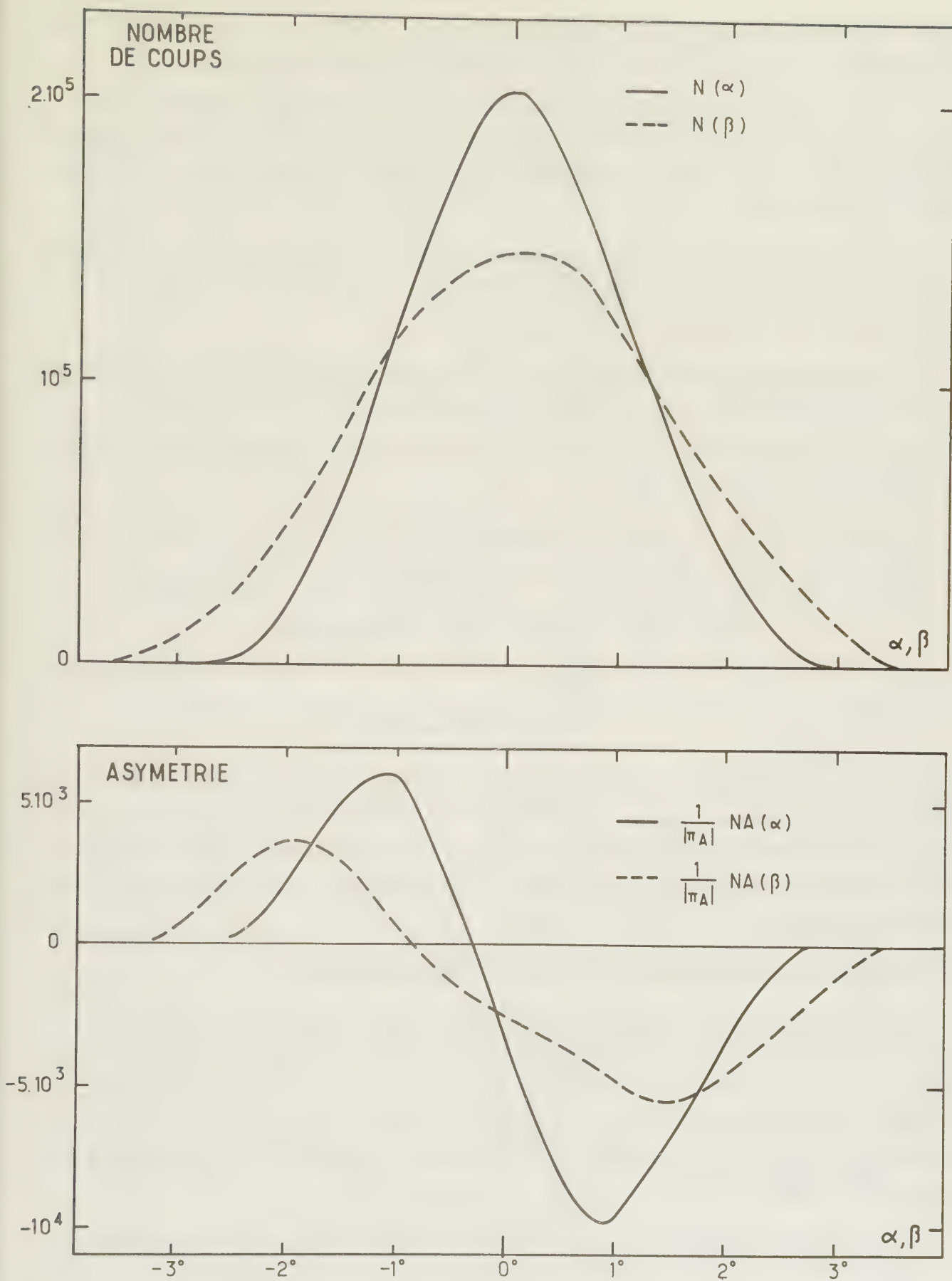


Fig. 17

s'agit d'intégrations des mêmes fonctions, seulement selon des variables différentes dans les deux cas - est bien vérifiée, à la précision des mesures près.

Par ailleurs on se rend compte, à l'aide de l'expression (3.10), que les termes correctifs contenant $\bar{A}$ contiennent aussi soit ϵ , soit ΔP_i , qui sont toujours inférieurs à 10^{-2} . Les termes correspondants sont donc plus petits que 2×10^{-4} et peuvent être négligés.

Il en est de même pour les expressions qui contiennent $\bar{\beta}$, toutes inférieures à 8×10^{-5} , compte tenu des paramètres du polarimètre. La différence entre les valeurs de $\bar{\alpha}$ et $\bar{\beta}$ est donc sans importance.

Les termes les plus importants sont ceux avec $\frac{1}{|\pi_A|} \bar{\beta A}$. Or la différence entre $\frac{1}{|\pi_A|} \bar{\alpha A}$ et $\frac{1}{|\pi_A|} \bar{\beta A}$ n'est que de 3 %. L'erreur introduite en remplaçant $\bar{\alpha A}$ par $\bar{\beta A}$ est par conséquent petite devant les autres erreurs qui interviennent dans le calcul.

Il reste encore le terme "de courbure" $\frac{k_v}{\pi_0} \bar{\beta^2}$. Pour notre diaphragme de 2 mm de largeur, et les données géométriques du polarimètre (voir III.2.6), on a

$$\alpha'^2 = \bar{\alpha^2} + \left(\frac{\cos \theta_0}{d} \right)^2 \frac{A^2}{3} = 1,108 \text{ degrés}^2.$$

Or

$$\bar{\beta^2} = 1,7067 \text{ degrés}^2.$$

En remplaçant cette valeur par la "valeur approchée" on commet donc une erreur supplémentaire de même ordre que celle sur $\frac{k_v}{\pi_0}$ soit ~ 30 %. Etant donné, toutefois, que c'est la seule erreur notable introduite par notre approximation, nous allons nous contenter de la mesure de $N(\alpha)$ et $\frac{1}{|\pi_A|} A(\alpha)$ pour les expériences et en tenir compte dans le calcul d'erreur.

Résultats de $N(\alpha)$, $A(\alpha)$ et calcul final des termes correctifs.

Les résultats des mesures de $N(\alpha)$ et $\frac{1}{|\pi_A|} A(\alpha)$ toutes effectuées immédiatement avant les mesures de D sont représentés sur la figure 18. Les courbes sont tracées pour guider l'oeil. Le zéro angulaire $\alpha=0$ y correspond à la position du polarimètre choisi d'après ces résultats pour la mesure de D . La forme "en dos de chameau" des courbes $N(\alpha)$ pour ^{27}Al et ^{28}Si et l'inflexion pour ^9Be sont dues à la présence de l'absorbeur.

Les mesures relatives à ^9Be sont différentes de celles décrites dans le chapitre précédent, qui ont été faites à part, et donc dans des conditions non identiques à celles existant pour la mesure de D .

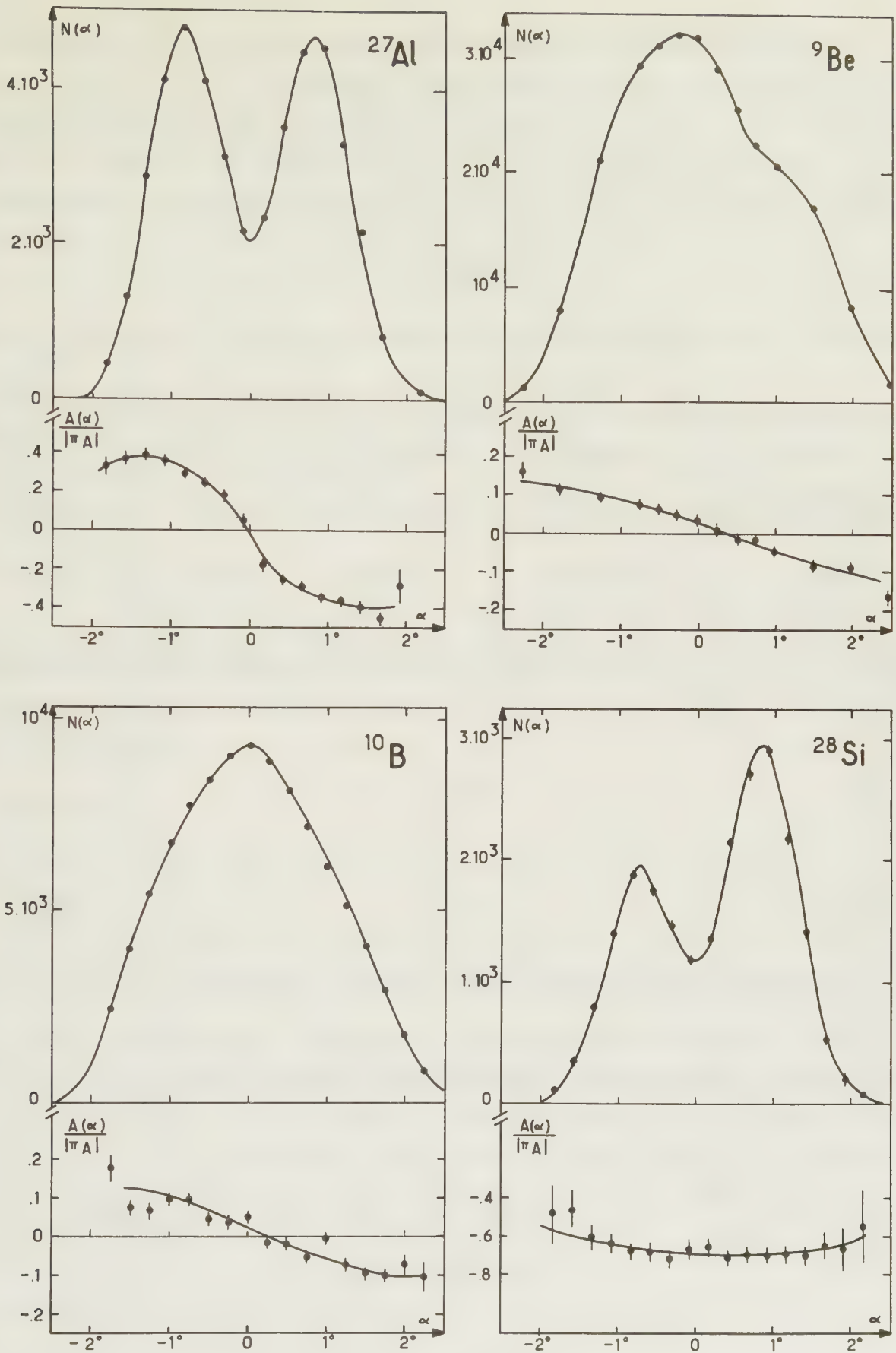


Fig. 18

Les valeurs moyennes intervenant dans les corrections ont été calculées d'après ces résultats, et sont résumées dans le tableau VI.

Pour ^{28}Si , A ne peut pas être considéré comme petit devant 1. Il faut donc tenir compte des termes supplémentaires en $\overline{A^2}$, $\overline{A^2_\alpha}$ et $\overline{A^2_{\alpha^2}}$ de la formule 3.10 bis. Les valeurs moyennes de ces expressions ont donc été calculées pour cette mesure.

Tableau VI

	^{27}Al	^9Be	^{10}B	^{28}Si
$\overline{\alpha}$	- 0,0076°	+ 0,036°	- 0,0058°	+ 0,226°
$\overline{\alpha'^2} = \overline{\alpha^2} + \left(\frac{\cos\Theta_0}{d}\right)^2 \frac{\Delta a^2}{3}$	+ 1,30° ²	+ 1,26° ²	+ 1,15° ²	+ 1,01° ²
$\frac{1}{ \pi_A } \overline{A(\alpha)}$	- 0,0115	+ 0,0228	+ 0,014	- 0,673
$\frac{1}{ \pi_A } \overline{A\alpha}$	-0,3115°±0,025	-0,0646°±0,018	-0,067°±0,018	-0,169°±0,022
$\frac{1}{ \pi_A } \overline{A^2}$				+ 0,454
$\frac{1}{ \pi_A } \overline{A^2_\alpha}$				+ 0,124°
$\frac{1}{ \pi_A } \overline{A^2_{\alpha^2}}$				+0,358° ² ± 0,066

Compte tenu de ces résultats et des constantes du polarimètre, on voit qu'un certain nombre de termes correctifs peuvent être négligés. En éliminant ceux qui sont plus petits que 5×10^{-4} , on peut réduire les relations (3.10) et (3.10 bis) à

$$\frac{1}{|\pi_A| \overline{P}_i} \frac{G^+ - G^- - D^+ + D^-}{\text{somme}} = D \times \frac{1}{|\pi_A|} \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 \left[1 - \frac{\overline{A\alpha}}{|\pi_A|} \frac{1}{|\pi_A|} \left(\frac{\rho}{\lambda}\right)_0 \pi_A^2 + \frac{k_\nu}{\pi_0} \overline{\alpha'^2} \right] + \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0 \frac{\overline{A\alpha}}{|\pi_A|} \quad (3.16)$$

(pour ^{27}Al , ^9Be et ^{10}B)

et

$$\frac{1}{|\pi_A| |\bar{P}_i|} \frac{G^+ - G^- - D^+ + D^-}{\text{somme}} = D \times \frac{1}{|\pi_A|} \left(\frac{\nu}{\lambda} \right)_0 \left| 1 - \frac{\bar{A}}{|\pi_A|} |\pi_A| \Delta P_i - \frac{\bar{A}\alpha}{|\pi_A|} \frac{1}{|\pi_A|} \left(\frac{\rho}{\lambda} \right)_0 \pi_A^2 + \frac{k_\nu}{\pi_0} \frac{1}{\alpha'^2} \right|$$

$$+ \left(\frac{\mu}{\lambda} \right)_0 \frac{\bar{A}\alpha}{|\pi_A|} - \left(\frac{\mu}{\lambda} \right)_0 \frac{1}{|\pi_A|} \left(\frac{\rho}{\lambda} \right)_0 \frac{\bar{A}^2 \alpha^2}{|\pi_A|^2} \pi_A^2$$

(3.16 bis)

(pour le silicium)

Les erreurs introduites par les intégrations numériques ont été évaluées pour les expressions qui interviennent dans les termes non négligeables. Les erreurs sur α'^2 sont petites devant celles qu'on commet en remplaçant $\bar{\beta}^2$ par α'^2 . Elles n'entrent donc pas en compte pour le calcul d'erreur de D et ne sont par conséquent pas citées dans le tableau VII.

On a maintenant tous les éléments pour calculer les termes correctifs complets. Les résultats sont cités dans le tableau VII avec les erreurs respectives. Ces dernières ont été calculées par addition quadratique des erreurs individuelles sur chacun des facteurs. L'erreur relative sur α'^2 a été prise égale à 35 % pour toutes les mesures.

Tableau VII

	$^{27}_{Al}$	$^9_{Be}$	$^{10}_B$	$^{28}_{Si}$
$\frac{\bar{A}\alpha}{ \pi_A } \cdot \frac{1}{ \pi_A } \left(\frac{\rho}{\lambda} \right)_0 \cdot \pi_A^2$	+0,0097±0,0015	+0,0020±0,0006	+0,0017±0,0006	+0,0053±0,0010
$\frac{k_\nu}{\pi_0} \alpha'^2$	-0,0073±0,0028	-0,0071±0,0028	-0,0064±0,0025	-0,0057±0,0021
$\left(\frac{\mu}{\lambda} \right)_0 \frac{\bar{A}\alpha}{ \pi_A }$	-0,0360±0,0031	-0,0073±0,0021	-0,0076±0,0021	-0,0195±0,0026
$\left(\frac{\mu}{\lambda} \right)_0 \frac{1}{ \pi_A } \left(\frac{\rho}{\lambda} \right)_0 \frac{\bar{A}^2 \alpha^2}{ \pi_A ^2} \pi_A^2$				-0,0013±0,0003

Résultats de la mesure de D.

Les valeurs moyennes de

$$\frac{1}{|\pi_A \bar{P}_i|} \cdot \frac{G^+ - G^- - D^+ + D^-}{G^+ + G^- + D^+ + D^-}$$

pondérées sur tous les runs effectués sont données, avec les erreurs *statistiques*, dans le tableau VIII. La deuxième colonne contient le nombre total de coups enregistrés par les télescopes G et D.

Tableau VIII

	$G^+ + G^- + D^+ + D^-$	$\frac{1}{ \pi_A \bar{P}_i } \cdot \frac{G^+ - G^- - D^+ + D^-}{G^+ + G^- + D^+ + D^-}$
$^{27}_{Al}$	$1,2 \times 10^4$	$- 0,7527 \pm 0,0140$
$^9_{Be}$	$2,4 \times 10^4$	$- 0,7393 \pm 0,0086$
$^{10}_B$	$3,5 \times 10^5$	$- 0,6854 \pm 0,0029$
$^{28}_{Si}$	$8,1 \times 10^3$	$- 0,7862 \pm 0,0167$

Les mesures de contrôle de $\frac{\pi_0}{\pi_A}$ effectuées à $\theta = 0^\circ$ à la suite des mesures de D ont donné des résultats statistiquement incompatibles avec celles faites avant. L'écart des deux mesures atteint 0,006 dans le cas de $^{10}_B$. Avec nos connaissances sur la dépendance en énergie du pouvoir analyseur π_0 (équation 3.14) ceci correspondrait à une dérive de l'énergie du faisceau pouvant aller jusqu'à 100 keV. Comme une largeur de canal du BM 96 correspondait à 150-200 keV dans nos mesures, une telle fluctuation est effectivement à peine décelable. Nous sommes donc obligés d'affecter la grandeur $\frac{1}{|\pi_A|} \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0$ d'une erreur relative de 1% pour tenir compte de ce fait, en prenant pour $\frac{1}{|\pi_A|} \left(\frac{\nu}{\lambda}\right)_0$ une valeur moyenne des deux mesures.

Le terme $\bar{A}\Delta P_i$, intervenant dans les corrections pour le silicium, n'a pas pu être déterminé exactement à partir des mesures du polarimètre amont. On peut uniquement lui attribuer une limite supérieure soit $|\bar{A}\Delta P_i| \leq 0,007$.

Compte tenu de ces derniers points et des termes correctifs calculés au paragraphe précédent, on trouve finalement les valeurs de D à partir des équations (5.3) et (5.3 bis) :

$$D_{27_{Al}} = 0,964 \pm 0,021$$

$$D_{9_{Be}} = 0,940 \pm 0,016$$

$$D_{10_B} = 0,926 \pm 0,011$$

$$D_{28_{Si}} = 1,027 \pm 0,025 .$$

Chapitre IV

CONCLUSION

Les mesures du paramètre de dépolarisation D décrites dans ce travail permettent de déterminer le pourcentage de diffusion avec renversement de spin dans la diffusion élastique des protons. En effet, la relation (1.2) ci-dessus donne :

$$\frac{\sigma^{+-} + \sigma^{-+}}{\sigma} = \frac{1 - D}{2} .$$

Avec les résultats de nos mesures, on détermine que la contribution de spin-flip est de :

$1,8 \pm 1,1\%$ pour ^{27}Al ,

$3,0 \pm 0,8\%$ pour ^9Be ,

$3,7 \pm 0,6\%$ pour ^{10}B .

L'effet est donc très faible, compatible avec les résultats des expériences antérieures décrits au chapitre I.

Toutefois, la précision de nos mesures a permis de montrer que, dans les conditions de l'expérience, la valeur de D est difficilement compatible avec 1 et que, par conséquent, un effet de renversement de spin agit incontestablement dans la diffusion élastique. En attribuant cet effet à l'action d'une force "spin-spin", ces résultats permettront donc de déterminer les paramètres du potentiel correspondant dans le cadre d'un modèle optique. Une première analyse de nos résultats pour ^{27}Al et ^9Be a été effectuée à l'aide du programme de calcul de Stamp mentionné plus haut (STA 67), complété par un potentiel coulombien (BAT 70a).

Le terme d'interaction spin-spin était de la forme $V_{\sigma I} f(r) \vec{\sigma} \cdot \vec{I}$ et les calculs ont été faits parallèlement pour des facteurs de forme de volume et de surface.

Les valeurs ainsi obtenues pour les potentiels spin-spin sont les suivantes :

Type de facteur de forme	$^{27}_{Al}$	$^9_{Be}$
Volume	$0,44 \begin{smallmatrix} + ,10 \\ - ,14 \end{smallmatrix} \text{ MeV}$	$1,7 \begin{smallmatrix} + ,2 \\ - ,3 \end{smallmatrix} \text{ MeV}$
Surface	$1,7 \begin{smallmatrix} + ,4 \\ - ,5 \end{smallmatrix} \text{ MeV}$	$5,8 \begin{smallmatrix} + ,6 \\ - ,8 \end{smallmatrix} \text{ MeV}$

Les paramètres des autres potentiels intervenant dans les calculs ont été choisis d'après des analyses de données de section efficace et de polarisation à des énergies voisines, réajustés dans le cas de $^9_{Be}$ pour mieux reproduire la courbe de polarisation que nous avons mesurée dans les conditions de notre expérience. Il semble d'ailleurs que les valeurs du potentiel $V_{\sigma I}$ ainsi obtenues soient largement insensibles à de légères modifications des autres paramètres.

Les résultats obtenus indiquent une dépendance possible du potentiel en $1/A$, prédite par plusieurs auteurs (FES 58, STA 67). Un autre point intéressant ressortant des calculs est que la distribution angulaire pour D est sensiblement différente - surtout aux angles vers 90° et au-delà - selon la forme choisie pour $f(r)$.

Ceci permet d'espérer que d'autres mesures de D pour des noyaux-cible ayant un rapport I/A différent, effectuées à plusieurs angles de diffusion bien choisis, devraient permettre non seulement de préciser la variation du potentiel avec le poids atomique mais aussi de déterminer le facteur de forme associé et compléter ainsi nos connaissances sur l'interaction spin-spin.

BIBLIOGRAPHIE

- ABR 58 A. Abragam et J.M. Winter, Phys. Rev. Letters 1 (1958) 374.
- ABR 62 A. Abragam et J.M. Winter, Compt. Rend. 255 (1962) 1099.
- BAR 64 R.C. Barrett, Nucl. Phys. 51 (1964) 27.
- BAT 70 C.J. Batty et C. Tschalär, Nucl. Phys. A143 (1970) 151.
- BAT 70a C.J. Batty, communication privée.
- BEU 60,61 R. Beurtey, A. Papineau et J. Thirion, Proceedings of the international conference on polarization phenomena of nucleons, Bâle 1960 et Nuovo Cimento 19 (1961) 207.
- BEU 67 R. Beurtey et J.M. Durand, Nucl. Instr. Methods 57 (1967) 313.
- CHA 70 A. Chaumeaux, Thèse 3ème cycle, Orsay (1970).
- COH 59 B.L. Cohen, Rev. Sci. Instr. 30 (1959) 415.
- DAL 52 R.H. Dalitz, Proc. Phys. Soc. (London) A65 (1952) 175.
- DAV 64 K.T.R. Davies et G.R. Satchler, Nucl. Phys. 53 (1964) 1.
- DAY 56 I.E. Dayton et G. Schrank, Phys. Rev. 101 (1956) 1358.
- DRA 63 J. Draper, Rev. Sci. Instr. 34 (1963) 679.
- ENG 61 H.A. Enge, Rev. Sci. Instr. 32 (1961) 662.
- FAI 59 H. Faissner, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, vol.XXXII, Springer Verlag (1959).
- FAN 57 U. Fano, Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 74.
- FES 58 H. Feshbach, Ann. Rev. Nucl. Sci. 8 (1958) 49.
- FES 60 H. Feshbach, Nuclear spectroscopy, Academic Press N.Y. (1960), vol.B, 1046.
- FIS 66 T.R. Fisher et al., Phys. Rev. Letters 17 (1966) 36.
- FIS 67 T.R. Fisher et al., Phys. Rev. 157 (1967) 1149.
- FIS 69 T.R. Fisher et al., Nucl. Phys. A130 (1969) 609.

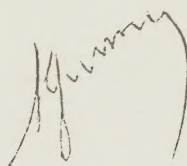
- FUL 62 C.B. Fulmer, Phys. Rev. 125 (1962) 631.
- HEA 70 D.C. Healey et al., Phys. Rev. Letters 25 (1970) 117.
- HOD 63 P.E. Hodgson, The optical model of elastic scattering, Oxford, Clarendon Press (1963).
- KAT 69 K. Katori et al., Technical report of ISSP (Tokyo), series A, n°377.
- KEL 60 R. Keller, L. Dick et M. Fidecaro, Proceedings of the international conference on polarization phenomena of nucleons, Bâle 1960.
- KIN 56 B.B. Kinsey et T. Stone, Phys. Rev. 103 (1956) 975.
- KOB 67 S. Kobayashi et al. J. Phys. Soc. Japan 22 (1967) 368.
- KOB 68 S. Kobayashi et al., Progr. Theor. Phys. 40 (1968) 1451.
- MES 64 A. Messiah, Mécanique quantique, Dunod éd., Paris (1964).
- NAG 70 K. Nagamine et al., Nucl. Phys. A145 (1970) 203.
- OCO 64 J.S. O'Connell, R.C. Morrison et J.R. Stewart, Nucl. Instr. Methods 30 (1964) 229.
- ROD 60 L.S. Rodberg, Nucl. Phys. 15 (1960) 72.
- ROS 60 L. Rosen, Proceedings of international conference on nuclear structure, Kingston (1960) p. 185.
- ROS 62 L. Rosen et W.T. Leland, Phys. Rev. Letters 8 (1962) 379.
- ROS 65 L. Rosen, J.G. Beery, A.S. Goldhaber et E.H. Auerbach, Ann. Phys. 34 (1965) 96.
- SCH 65 L.A. Schaller et al., Proceedings of the international symposium on polarization phenomena of nucleons, Karlsruhe (1965) p. 314.
- SHA 66 A. de Shalit, Preludes in theoretical physics in honor of V.F. Weisskopf, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1966).
- SMI 64 V.I. Smirnov, A course of higher mathematics, vol. III, part 2, Pergamon Press (1964) p. 257.
- STA 67 A.P. Stamp, Phys. Rev. 153 (1967) 1052.
- STE 63 R.M. Sternheimer, Methods of experimental physics, vol. 5, part B, éd. L. Marton, Academic Press, N.Y. (1963).
- STE 66 J.D. Steben et M.K. Brussel, Phys. Rev. 146 (1966) 780.
- TAM 65 T. Tamura, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 679.

- TAY 65 R.B. Taylor, N.R. Fletcher et R.H. Davis, Nucl. Phys. 65 (1965) 318.
- WAG 64 R. Wagner et al., Phys. Letters 10 (1964) 316.
- WAG 65 R. Wagner et al., Phys. Rev. 139 (1965) B29.
- WOL 52 L. Wolfenstein et J. Ashkin, Phys. Rev. 85 (1952) 947.
- WOL 56 L. Wolfenstein, Ann. Rev. Nucl. Sci. 6 (1956) 43.
- WOO 56 R.D. Woods et D.S. Saxon, Phys. Rev. 101 (1956) 506.

Vu et approuvé

Orsay, le 8 janvier 1971

Le Président de l'Assemblée Constitutive
de l'Université de Paris-Sud

A handwritten signature in black ink, consisting of a stylized 'M' followed by a series of small, connected loops or a flourish.

